

论文题目：大孔径 SI-GaAs 光电导天线非线性模式下 THz 电磁辐射分析

学科专业：物理电子学

研究生：严成海

签名：严成海

指导教师：施卫教授

签名：施卫

摘 要

鉴于 THz 波在生物医学、国防安全、物体成像、天文通讯等领域内具有广阔的应用前景，使得 THz 波产生和检测技术成为当今各国研究热点。光电导开关作为功率脉冲和宽带电磁波辐射源，用来发射 THz 波，具有体积小、制作简单等优点。本文首先对 THz 波技术以及其应用作了概述。利用光激发电荷畴模型对光电导天线非线性模式的产生机理进行了论述，并分析了线性和非线性两种工作模式的异同点。

从入射光脉冲能量、持续时间等方面，分析了入射光脉冲形状和能量对触发后天线内部载流子密度的影响。利用电流连续性方程对高场下 SI-GaAs 体内电流的变化做了分析。利用 Drude-Lorentz 模型，并结合入射光和远场辐射公式，得出了天线内部电流的变化与 THz 辐射的关系，并分析了引起电流变化的两个因素（载流子的密度变化和加速度）对 THz 辐射场强度的影响。

讨论了入射光能量对非线性模式的影响，得出非线性模式需要高能飞秒激光器的要求；计算了在非线性模式的触发条件下，所产生的屏蔽效应使天线内部有效电场大大削弱；同时，较长时间的 lock-on 维持电压的存在，降低了重复频率，大大减弱了辐射功率，这与大功率的要求相悖；当辐射屏蔽消失后，天线中电场恢复为偏置电场并在天线体内形成光激发电荷畴，计算了电子在畴内由于畴内的高场而加速引发的辐射，其频率亦在 THz 波段，同样计算了由畴内雪崩碰撞电离引发电流变化所辐射的电磁波的强度。其结果表明此变化亦能有较强的电磁辐射。上述结论对于光电导偶极天线产生大功率 THz 波的实验设计与改进有着重要的指导意义。

关键词：THz 辐射；光电导天线；SI-GaAs；非线性模式；载流子动力学

本课题得到了国家自然科学基金项目 (No.10390160, 10376025 和 50477011) 和科技部重大基础研究项目 (No.2004CCA04500) 资助。

**Title: ANALYSIS OF TERAHERTZ RADIATION UNDER NONLINEAR
MODE OF LARGE APERTURE PHOTOCONDUCTIVE ANTENNA**

Major: Physics Electronics

Name: Chenghai YAN

Signature: Yan chenghai

Supervisor: Prof. Wei SHI

Signature: Shi wei

Abstract

In view of great applied foreground of terahertz (THz) radiation in the domains of biomedicine, security, imaging and communication, which made generation and detection technology of THz wave be hot all world. Photoconductive semiconductor switches act as source of power pulse and wideband electromagnetic radiation, so it could be used to radiate THz wave with virtue of compact and easy-fabricate. This paper firstly gives a summary to the THz technology and its application. Based on the theory of optically activated charge domain, the generation mechanism of nonlinear work mode of photoconductive antenna has explained. And the difference between the linear mode and nonlinear mode has compared.

From the aspect of incident laser pulse energy and duration, the influence of antenna inner carrier density with incident light FWHM and triggering energy has analyzed. And current continuity equation is applied to analyze current variety of SI-GaAs under high electric field. Using Drude-Lorentz model, and combining incident light and far-field radiation, the relationship between the current and THz radiation has obtained. Moreover, the two factors, namely the change of carrier density and carrier acceleration, which determined the derivative of current have analyzed.

The effect of incident light energy to nonlinear work mode has discussed. And the high power femtosecond laser is necessary to the nonlinear mode; when under nonlinear triggering, the effective electric field has seriously weakened by screening effect of radiation field; Moreover, the existence of long lock-on electric field limit triggering frequency for breakdown limitation, so radiation power would be limited. When the screening effect vanished, the effective electric field would comeback to biased field and formed charge domain in antenna. The frequency of radiation originate from high field in charge domain has calculated. This frequency is located in THz band. And the relative amplitude of THz radiation originating from avalanche impact ionization has calculated. The result reveals that there will be intense THz

radiation from this process. Above conclusions will be useful to the design and experiment of large aperture SI-GaAs photoconductive antenna.

Key words: THz radiation; photoconductive antenna; SI-GaAs; nonlinear mode; carrier dynamics

Note: This research is supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10390160, 10376025, and 50477011) and the Special Program for Key Basic Research of the Ministry of Science and Technology, China (Grant No. 2004CCA04500).

独创性声明

秉承祖国优良道德传统和学校的严谨学风郑重申明：本人所提交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的成果。尽我所知，除特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人的研究成果。与我一同工作的同志对本文所论述的工作和成果的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并已致谢。

本论文及其相关资料若有不实之处，由本人承担一切相关责任

论文作者签名：李成海 08年 03月 14日

学位论文使用授权声明

本人李成海在导师的指导下创作完成毕业论文。本人已通过论文的答辩，并已经在西安理工大学申请博士/硕士学位。本人作为学位论文著作权拥有者，同意授权西安理工大学拥有学位论文的部分使用权，即：1) 已获学位的研究生按学校规定提交印刷版和电子版学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文，可以将学位论文的全部或部分内 容编入有关数据库进行检索；2) 为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文或解密后的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所或在校园网上供校内师生阅读、浏览。

本人学位论文全部或部分内容的公布（包括刊登）授权西安理工大学研究生部办理。

（保密的学位论文在解密后，适用本授权说明）

论文作者签名：李成海 导师签名：施卫 08年 03月 14日

1 简介

1.1 太赫兹电磁波概述

人们用电磁波来传递信息、探测物质的结构、检测物体的损伤,电磁波已经在科学研究、工业生产以及日常生活中发挥着不可或缺的作用。而在电磁波频谱中,微波和红外之间有一间隙,由于多种科学技术原因,这一间隙中的电磁波的产生和探测技术还比较欠缺,研究人员对于这一波段的电磁辐射的性质了解非常少,是目前研究和开发的热点,也是先前研究的空白,称之为太赫兹空隙(terahertz gap),此即为太赫兹波段。佛兰芒在1974年提出了Terahertz (THz)这个术语,在那时THz被用来描述迈克尔逊干涉仪的谱线频率范围。现在一般来讲,太赫兹波对应于电磁波中频率从0.1T-10T(10^{12})Hz的电磁波。2004年,美国技术评论期刊公布了未来十年影响世界的十大关键技术,太赫兹科学技术位列第五^[1, 2]。如图1-1所示:

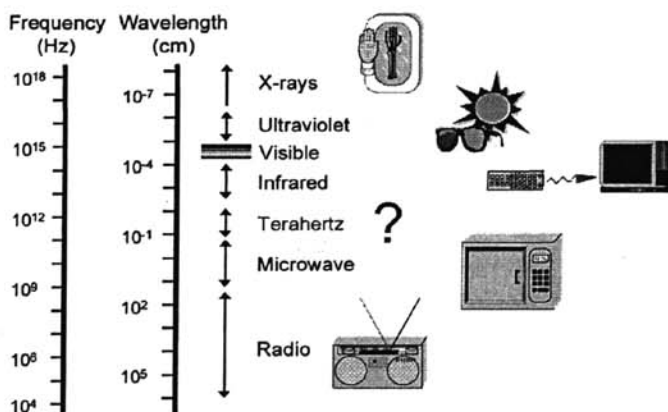


图 1-1 太赫兹在电磁波谱中的位置

Figure1-1 The location of THz wave in electromagnetic

频率为1THz的电磁波对应的波长为300 μm 或是0.3mm,对应的波数为 33cm^{-1} ,光子能量为4.1mev。而可见光的光子能量都在几个电子伏特左右,x射线则具有更高的光子能量,相对来说,太赫兹波段的电磁波具有相当低的能量。所以在太赫兹波段,电磁波包含的成份包括毫米波和亚毫米波。太赫兹波波长从3mm(0.1THz或者100GHz)到30 μm (10THz),这一波段涵盖了毫米波谱的上边缘到远红外(far-infrared)光谱的下边缘。

1.2 太赫兹电磁波的特性

太赫兹波的频率范围处于电子学和光子学交叉区域,是宏观经典理论向微观量子理论过渡区域。在太赫兹的低频区,可以用经典的麦克斯韦电磁理论描述,而在其高频区域,则可用光量子理论解释。正是由于太赫兹波在电磁波谱中的独特地位,使其有着不同于其它电磁波段的独特特性^[3-6]。

1.2.1 瞬态性:

一般情况下,太赫兹脉冲的典型脉宽都是在皮秒以及亚皮秒量级,脉冲的持续时间也都为几个皮秒。这就可以对检测物品(包括固体、液体、生物样品等)进行皮秒、亚皮秒时间分辨的瞬态光谱研究。而且通过取样测量技术,比如太赫兹时域光谱技术(THz time-domain spectrum)能够有效地抑制背景辐射噪音的干扰,得到很高的信噪比(SNR),目前,辐射强度测量的信噪比可达于 10^{10} 。且太赫兹电磁波具有对黑体辐射或者热背景不敏感的优点。

1.2.2 宽带性:

THz 电磁脉冲通常只包含数个周期的电磁振荡,而单个脉冲的频带可以覆盖从 GHz 到几十个 THz 的范围。用不同的方法产生的太赫兹电磁辐射的频谱不同,比如用光电导方法产生的 THz 辐射的频谱宽度在 2T 左右。如此宽的频谱便于在大范围内分析物质的光谱性质。

1.2.3 相干性:

THz 脉冲的相干性来源于其产生机制。它是由相干电流驱动的偶极子振荡产生,或是由相干的激光脉冲通过非线性光学差频效应产生,具有很好的时间、空间相干性。与传统的光学方法相比,THz 脉冲的相干测量技术能够直接测量 THz 波的时域电场。时域电场测量数据的傅立叶变换给出了 THz 波的振幅大小和相位。因此,无需使用克拉莫-克罗尼格(Kramers-Kronig)色散关系,就可以提供介电常数的实部和虚部。这使得测量与 THz 波相互作用的介质的折射率和吸收系数变得更精确。

1.2.4 低能性:

THz 光子的能量只有几个毫电子伏特。1THz 频率出的光子能量只有 4.1meV,比 x 射线的能量低了 10^7 - 10^8 倍,也只有可见光的几百分之一。因此,当 THz 波用于物体检测时,与 X 射线相比,不会因为光损伤及光化电离而破坏被检测的物质,特别适合对生物组织进行活体检查。目前国际上用太赫兹技术制成的医疗诊断设备将能使这种照射对人体的伤害降低 100 万倍。

1.3 太赫兹辐射的应用

1.3.1 天文雷达

天文观测是太赫兹技术的一个非常重要的应用领域。天体和星际辐射包含了星系形成过程和星际介质化学性质的丰富信息。室温下(300K 左右),一般物体热辐射频率约为 6THz。宇宙大爆炸中产生的背景辐射有很大一部分都在光谱中的太赫兹波段。而 THz 雷达具有高分辨率、高精度等优点,且 THz 波段的观测具有比其他波段更低的背景噪声。THz 探测器可直接对 C、H₂O、CO₂、N₂、O₂ 等谱线探测。同时,THz 波具有宽带性的特

点,可制成超宽带雷达,用于隐性飞机等探测。因为,隐型飞机等表面的涂层材料只对特定的波长的电磁波有强烈的吸收,而对超宽带雷达不起作用。

1.3.2 通讯领域

THz 电磁波是很好的宽带信息载体,在通信尤其是空间通信方面具有巨大优势。THz

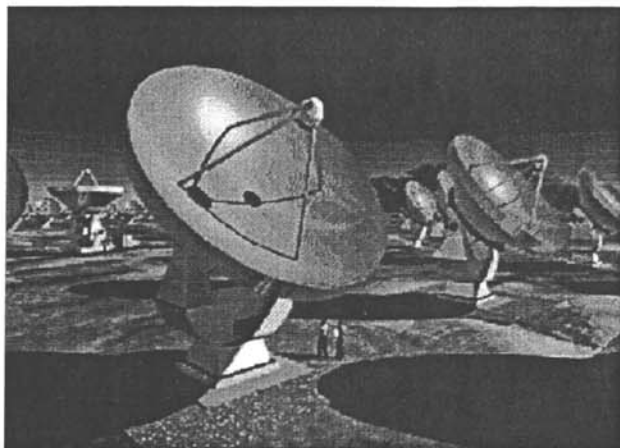


图 1-2 阿塔卡玛毫米波阵列
Figure1-2 Atacama large millimeter

波比微波能做到的带宽和讯道数多得多,特别适合作卫星间、星地间及局域网的宽带移动通讯。THz 卫星空间通信和成像技术已成为各国关注的重要领域。人造卫星上搭载的 THz 探测器已经成功地绘制了地球上海洋的温度分布图,宽带无线通讯技术也正处于研究之中。专家预言,无线 THz 网络将会取代蓝牙或 wi-fi 等技术成为短距离无线通讯的主流技术。THz 频率位于红外线和高频无线电(主要用在移动电话和其它无线通信系统中)之间。由于该频率是目前手机通信频率的 1 000 倍左右,那么 THz 通讯可以获得 10 G b/s 的无线传输速度。这比当前的超宽带微波技术快 10^2 - 10^3 倍。而且,与可见光和红外线相比,THz 波同时具有极高的方向性和较强的云雾穿透能力。这使得 THz 通讯可以以极高的带宽进行传输,兼具有高保密性的特点。

1.3.3 生物医学

很多生物大分子以及 DNA 分子的转动和振动能级大多处于 THz 波段。THz 波对水有着极其敏感的吸收特征,含水量较少的物体对 THz 吸收较少,以致生物体对 THz 波具有独特的响应,所以 THz 辐射可用于疾病诊断、生物体探测、以及癌细胞等病变组织的表皮成像。图 1-3 显示出 THz 波段的电磁波对水有特别明显的吸收。由于 THz 波具有类似 x 射线的穿透能力,而其光子能量很低,不会对活体组织造成破坏。因此,THz 波成像技术已经成为医学检查的一个有效且安全的工具。THz 射线断层摄影技术对组织的非接触诊断,可探测到亚毫米量级的斑点或团块。

1.3.4 探测成像

THz 电磁波的强穿透能力和低辐射能量使其在无损检测方面有着独特的优势。利用 THz 波可以穿透衣物、混凝土、塑料等物质的特性，可以实现非接触、非破坏性的探测识别。利用 THz-TDS 技术可以直接得到测量 THz 波的瞬态电磁场，进而得到探测物体的介电常数、厚度等信息。再利用 THz 波在材料中的时间延迟特性，可以对不同材料进行准确的识别。此技术可用于国家安全、环境卫生等的各种成像和检测。通过对固体、液体、气体以及火焰和流体等介质的电、声学性质的研究以及化学成份的表征。隐藏在箱包中一般家用材料及民用设备中的特殊物质，如炸药、毒品等，可利用 THz-TDS 技术实现非接触、非破坏性的探测。在不久的将来 THz 成像检测技术将成为机场、车站及海关等场所的安全检查新手段。THz 辐射可以穿透烟雾，可检测出有毒或有害分子，因此可用于污染物检测。大气层中的水、氧气、氮化物、氯化物等同样吸收 THz 波，通过卫星携带的 THz 波探测器，可以对大气中这些气体的含量及分布等进行监测，从而为人们广泛关注的全球气候变暖、臭氧层消退等世界性的环境问题提供大量第一手的数据和资料。THz 辐射也可用于污染物检测、生物和化学物质的探测，对生物组织包括植物、动物的组织结构进行成像可获得组织新鲜程度的信息，这可应用于食品的保鲜和食品加工过程的监控、食品工业的质量控制、检测。THz 电磁波的强透射能力和低辐射能量(对人体完全无害)，THz 成像技术可以替代医疗 X 射线透视仪、CT 等。

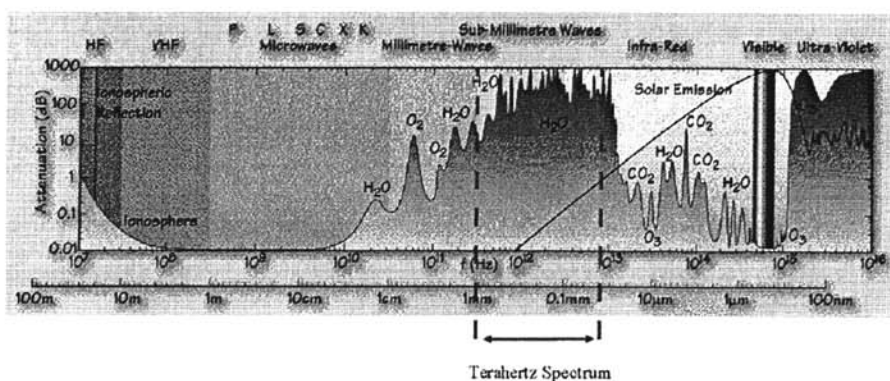


图 1-3 电磁波的吸收谱

Figure 1-3 Attenuation spectrum of electromagnetic

1.4 太赫兹发射、传播和探测技术

太赫兹波谱位于光子学（光波）和电子学（微波）的交汇处，即意味着，可以用光子学、电子学或者两者相混合的方法来产生、探测和传输 THz 波。用光学降频的方法或是超快光电导的方法就是这样的例子。当然也有独立用光学方法或电子学方法来产生、接收 THz 波的例子，比如：激光、电子振荡器或倍增管。THz 波的产生、探测涉及到光子学、

表 1-1 THz 辐射产生方法
Table1-1 Generation means of THz radiation

产生方法	原理、方法	辐射特性	优缺点
超快光电 导 天线 ^[13, 17]	利用超快光电导效应在天线中产生瞬态变化的光电流,瞬变得光电流产生 THz 电磁辐射	辐射功率可达毫瓦量级,峰值频率在 0.5T 左右,脉宽约 2T	具有结构简单、体积小,辐射功率较大等优点,但峰值频率不高,效率较低
自由电子 激光 器 ^[15, 16]	由加速器产生的高能电子束聚焦后在周期性横向磁场中运动产生可调谐的受激辐射	最大发射功率可达数百瓦,频率可调节	辐射功率是目前最大的,而且频率可调,但系统复杂,造价昂贵
半导体表面辐射	当飞秒激光写入射到半导体表面时,由于表面耗尽层电场或丹伯尔电场的作用而产生 THz 辐射		利用表面场产生 THz 波,不会引起辐射损伤,不需要构造天线,不需要外加偏置电场,其结构简单,稳定。但,转换效率不高,功率小
非线性 光学差频	利用光学中的二阶非线性差频,利用两束光耦合通过谐振腔取得频率在 THz 的电磁波		窄线宽(高单色性),频率可调节,但效率太低,无法得到大功率的 THz 源
THz 参量 振荡器	泵浦光通过非线性晶体产生闲频光和信号光,三束光在非线性晶体中相互作用而使闲频光和信号光放大而发生参量振荡	峰值功率达到一百多皮焦(单脉冲能量),对应频率可调,频率调谐范围大于 2T	THz 参量振荡器具有频率连续可调谐,窄线宽、高空间和时间相干性、输出能量大,室温下工作的特点。但其频率调谐范围小,能量转换效率,振荡阈值,损伤值等技术指标还需进一步优化
量子级联 激光器	运用电子在不同子带间的跃迁来辐射光子。而且是一种级联结构,可由几十甚至几百个周期组成,每个周期重复发射光子,提高期间的输出功率 ^[7-9]	超过 0.5 瓦的峰值功率(300K)以及 0.2 瓦的连续波功率(175K)	THz 级联激光器输出功率较大,出射的为连续波,但仍需工作在极低的温度下
光学抽运 激光器	利用 CO ₂ 激光器的远红外输出,抽运装有甲烷、氨气、氰化氢等物质的低气压腔,这些分子的转动能级间的跃迁频率处于 THz 波段,则可以形成受激辐射	功率由抽运光功率定,频率不稳定,不确定	可达到将近 1 瓦的功率输出,但频率不可调,需要较大的气体腔和数百瓦的能量输入,且频率不稳定

电子学、微波技术、半导体技术等多个学科，并且一般是以上学科的综合、交叉学科。其应用有涉及到天文学、等离子体、光谱学、生物医药和通讯的众多科学。

1.4.1 THz 波的产生

下面将分析 THz 产生和探测中的主要方法和技术，因为 THz 技术中最迫切需要解决的问题是寻找大功率，小型化的，稳定可靠的 THz 源。如表 1-1 所列为主要几种 THz 辐射的产生方法。不同的太赫兹产生方法将会用于不同的领域，如自由电子激光器，其辐射的 THz 波单色性好，功率高，但仪器复杂，造价昂贵，只适用于个别专业实验室用作科学研究。而商品化的 THz 源则需要小型化、方便携带、成本低等特点，如 THz 参量振荡器。而军用 THz 源则要求高功率等特点，超快光电导方法等。

1.4.2 THz 波的接收探测

在 THz 波段的开发和利用中，信号的检测具有举足轻重的重要意义。因为，一方面，与较短波长电磁波相比，THz 波段光子能量较低，背景噪声常常占据着较为重要的地位。另一方面，为了充分发挥 THz 系统的作用(例如，发现更微弱的目标、在更远的距离上通信等)，不断提高接收的灵敏度也是必然的追求。另外，在 THz 的测量前需加滤波片。材料一般为黑聚乙烯(black polyethylene)用以滤掉其他波长的光；在探测器前方加透镜，一般材料为白聚乙烯(white polyethylene)，目的是为了准直 THz 波。在测量时，由于环境中水蒸气对 THz 有强烈吸收，故抛物面反射镜和探测器需要置于真空环境中。对于连续 THz 波和脉冲 THz 波的探测方法有所区别：比如测辐射热仪(bolometer)，一般是基于硅或锗的半导体探测器，用来探测红外波段的电磁波。其适合于连续的 THz 波，而且是非相干的 THz 波，傅立叶(Fourier)光谱变换法也是一样。另外两种非常重要的宽带 THz 探测方法分别是：光电导取样法和自由空间电光取样法。利用光电导取样或自由空间的电光取样的方法直接记录 THz 辐射电场的振幅时间波形。在由傅立叶变换得到其振幅和相位的光谱分布，分析处理就可得到被测样品的折射率、介电常数、吸收系数和载流子浓度等物理量。这种技术简单可靠、测量精度高，探测噪声等效功率约为 $10^{-16} \text{W} \cdot \text{Hz}^{1/2}$ ，信噪比远高于

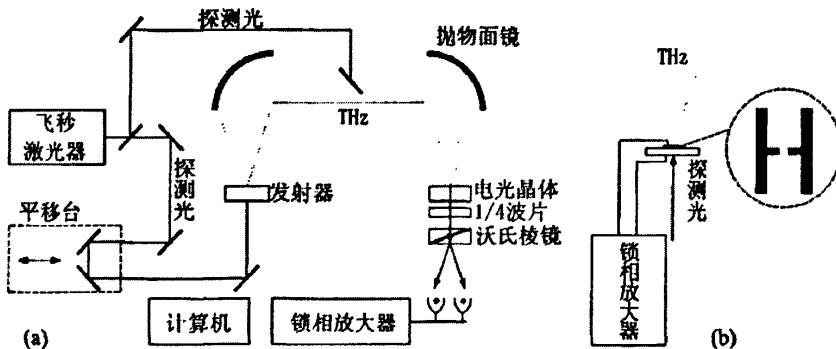


图 1-4 THz 辐射探测系统

Figure 1-4 Detect system of THz radiation

傅立叶变换红外光谱技，可达到 $10^4: 1$ 以上。

由图 1-4 可知，光电导采样和电光采样测量系统都是由激光光源、采样系统、THz 辐射脉冲产生、探测系统和信号处理系统四部分组成的。飞秒激光光源产生的飞秒激光由分束器分为泵浦光和采样光，泵浦光能量占激光光能的主要部分，探测光能量较小。泵浦光激发 THz 辐射器件，在自由空间产生 THz 辐射脉冲，经离轴抛物镜(off-axis parabolic)聚焦后，由 THz 探测器接收。采样光经过一个精密的延迟线，它由步进电机控制，延迟线的作用是产生可变时延的采样光脉冲，因此采样点的位置是依次逐渐移动的，经过长时间的重复采样，可以得到形状与被测信号波形相同，而在时间上大大放慢的输出波形。

在图 1-4 (b) 的光电导采样测量系统中，飞秒激光(泵浦光)激发 THz 发生器，产生的大部 THz 辐射脉冲被光电导采样天线耦合接收，在光电导天线中形成瞬时的偏置电场。在飞秒采样光的激发下，光电导天线电极之间的半导体芯片中产生电子-空穴对，这些载流子在由 THz 脉冲的瞬时偏置电场的驱动下，形成光生电流。光生电流的大小与 THz 所形成的偏置电场和载流子浓度成线性关系，方向与 THz 脉冲的偏置电场的极性有关。形成的光生电流被低噪声锁相放大器直接接收，改变泵浦光与采样光的时间延迟就可以测量 THz 辐射脉冲的脉冲宽度。光电导天线取样基于光电导辐射 THz 机理的逆过程，它是利用光生电流与外加 THz 辐射场的线性关系来测量 THz 辐射脉冲的波形。不加偏置电压的光导天线放在 THz 脉冲光路上，同时让激光器产生的探测脉冲通过光导天线，在没有 THz 脉冲时，锁相放大器探测到的信号为零，当 THz 脉冲通过光导天线时相当于给光导天线加了一个偏置电压，从探测器上探测到的光电流大小与 THz 辐射场成比例。由于探测脉冲的脉宽远远小于 THz 脉冲的脉宽，可以通过调节两个脉冲的时间延迟对 THz 脉冲进行取样。但是这种探测技术存在一种内在的 Hertz 偶极子共振特性。所探测的 THz 电磁辐射信号波形与所用的光导天线的共振响应函数有关。以至于得不到准确和真实的 THz 电磁辐射波形；由于其探测时产生光生电流的载流子寿命较长，所以探测带宽较窄。

图 1-4 (a)中采样光束经过电光 THz 探测器后，采样光的两个波矢之间的相位差发生变化，相位差的变化与所加的 THz 辐射脉冲的电场强度存在一定的函数关系，这个探测器输出的采样光脉冲信号经过四分之一波片、沃拉斯顿棱镜、平衡光电检测器和锁相放大器组成的信号处理系统检测后直接记录。利用自由空间电光取样技术可以得到 THz 脉冲的时域波形。它是利用超快激光脉冲测量电场的方法，该方法是基于众所周知的普克尔效应(线性电光效应)，即在电光晶体上外加电场后，电光晶体的折射率会出现随外加电场成比例改变的现象，在测量中该电场便是 THz 辐射场的电场。从非线性光学来看，它是光整流效应的逆效应。

自由空间电光取样技术已广泛成为 THz 辐射的测量技术，其主要因为：首先，电光物质在商业上是很容易得到的，而光电导天线需要超精细加工技术加工后才能得到。其次，电光探测适合于探测宽带的 THz 信号，探测到的频谱已经超过 50THz，这远大于光电导天线所能探测的带宽^[10-12]。这种电光探测技术克服了光生载流子寿命的限制。时间响应只

与所用的电光晶体的非线性性质有关。所以具有更短的时间响应、较高的探测带宽、优越的探测灵敏度和信噪比，因而获得了广泛的应用。

以上 THz 探测方法都是宽带光谱方法。当在更高的频率分辨时，需要采用其他的窄带探测方法：如外差式探测法。外差式探测系统中需要一个本征 THz 振荡源。首先，待测信号与该本征 THz 信号混合，对信号频率进行下转化(down conversion)，然后再对转化后的低频信号进行放大和测量。目前已成功利用 2.5THz 的平面肖特基器件完成太空观测实验。

1.4.3 THz 波的传输

传输 THz 电磁波有两种方法：准光学技术与波导技术。最常用的技术是准光学技术，THz 电磁辐射在发射端面与接收端面之间的自由空间中传播就是准光学传输。当电磁波被校准且不会由于衍射而严重扭曲时，准光学传输是可行的。在很多年里准光学方法是传输 THz 电磁辐射的唯一方法，因为基于金属或绝缘体介质的波导方法在亚毫米波段有很大的缺陷^[14]。

(1) 准光学技术

准光学技术在 THz 波段非常普及。THz 波准光学系统与光学系统有很多相似之处。THz 准光学技术可以利用几何光学和近轴近似法进行很好的描述。对很多 THz 发射和接收天线来说，幅度沿传播方向都呈高斯分布，所以基于 ABCD 矩阵计算的高斯光学对 THz 准光学技术同样是非常适用的。每一个准光学组件和组件之间的每段距离都分配一个 2X2 的 ABCD 矩阵，则这些矩阵的乘积就可以提供整个准光学系统的传递函数，从而得到所传送辐射的特性。尽管与光学有很多相似性，但在对射线的整形和处理中要用到一些与光学设备明显不同的专门装置。如用半球形透镜来准直和聚焦 THz 波，线栅被用来旋转 THz 波的振动方向而不发生任何扭曲现象等。然而这种方法也有缺点：传统的毫米波辐射透镜采用的是折射原理，透镜本身特别厚，毫米波在该透镜电介材料上损耗较大，同时，制造较大直径的毫米波透镜也是非常困难的。

(2) 波导技术

由于太赫兹波在自由空间中的传输损耗很大，因此，以波导为基础的太赫兹器件就成了太赫兹传输的重要技术，也成为太赫兹波能否在某些方面应用的关键。近年来受到了广泛的研究试验，在显微机械加工技术迅速发展的基础上出现了太赫兹金属波导、光子晶体波导、光子晶体光纤、聚合物波导、塑料带状波导和蓝宝石光纤等不同类型的太赫兹波导器件，它们不但在传输性能方面愈显其优越性，而且体积越来越小，更便于制成集成器件。如用共面传输线进行 THz 波的传输，不足 1cm 太赫兹波完全损耗而消失掉了，原因是 THz 波在其中的传播的群速度色散较大。由于两平行的金属平面中，群速度较频率的变化很小，基本上不产生色散，所以用平行平面金属波导和对称共面的两金属丝能够有效地抑制群速度色散的影响，从而传输效率较高，能量吸收系数低于 1cm^{-1} 。光子晶体波导具有选择通过的特性，可以让特定波长的 THz 波通过，而且几乎可以达到零损耗。塑料及蓝宝石波

导具有无截止频率，延展了低频极限。

1.5 本文的主要工作

THz 辐射以其巨大的应用前景吸引大量科学研究人员对于进行研究。研制结构简单、方便可靠和大功率 THz 源便成了当前的首要任务。SI-GaAs 光电导开关有着结构简单、超快响应速度以及高重复频率等众多优点用作 THz 波辐射源。所以这里开关便变成可以辐射电磁波的天线。对于光电导天线的两种工作模式，在其线性模式中已经辐射出 THz 电磁辐射。本论文主要讨论了非线性模式下的 THz 辐射的可能性。

(1) 从入射光能量的角度分析了天线工作非线性模式并辐射 THz 电磁波的可能性。考察了世界上各激光器厂商飞秒激光器的单脉冲光能量是否满足天线非线性模式的光能阈值。

(2) 在辐射屏蔽的影响下，天线的外部偏置电场会减小甚至完全被屏蔽掉。然而辐射场屏蔽只有在有辐射时才起作用。讨论了近场辐射屏蔽对天线偏置电压的影响，并从光电导天线非线性模式的光电阈值分析了辐射屏蔽情况下工作非线性模式的可能性。

(3) 从天线的热击穿和电击穿的角度分析了触发光脉冲的重复频率，以及热击穿的光能阈值。得出了在偏置电压始终存在时入射光脉冲的可行的重复频率。

(4) 在屏蔽效应不起作用时，定性地讨论了 THz 辐射的存在，计算了由雪崩碰撞电离引起的 THz 辐射的幅值，并与模拟结果进行了比较。

2 线性及非线性工作模式

所用材料的基本物理特性从根本上决定了半导体器件的工作特性,因而对半导体材料基本特性的深入了解,是分析器件工作机理、研究器件工作特性和设计器件的基本要求和依据。首先,对半绝缘砷化镓材料的基本特性包括:能带结构(包括杂质能级、缺陷能级)、雪崩击穿电场、载流子饱和漂移速度、载流子迁移率、载流子寿命、缺陷密度等。

2.1 半绝缘砷化镓材料的基本特性

首先,了解砷化镓的能带结构是非常有必要的,因为,本论文所涉及到的线性及非线性工作模式主要是由砷化镓的能带结构所决定。

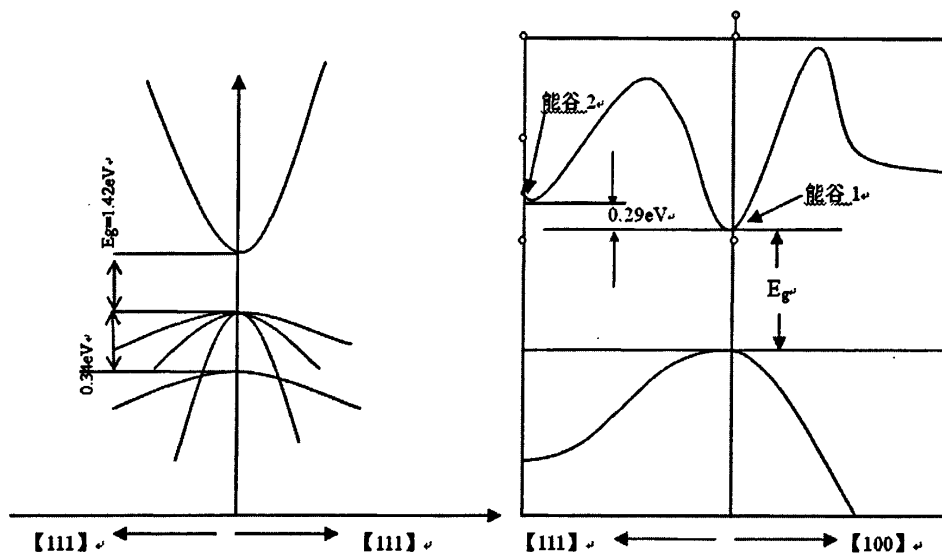


图 2-1 砷化镓能带结构。

Figure 2-1 band structure of GaAs.

砷化镓是一种直接带隙半导体,其能带结构如图 2-1 所示。导带极小值位于布里渊区中心 $k=0$ 的 Γ 处,等能面是球面,导带底电子的有效质量为 $0.067m_0$ (m_0 为自由电子的质量),在 $[111]$ 和 $[100]$ 方向上还各有一个极小值,电子的有效质量分别为 $0.55 m_0$ 和 $0.85 m_0$ 。室温下, Γ 、L、X 能谷与价带顶的能量差分别为 1.424eV 、 1.708eV 和 1.900eV 。L 极小值的能量比布里渊区中心极小值的能量约高 0.29eV 。其价带也具有一个重空穴带 V_1 , 一个轻空穴带 V_2 和一个由于自旋-轨道耦合分裂出来的第三能带 V_3 , 重空穴有效质量为 $0.45m_0$, 轻空穴有效质量为 $0.082m_0$, 第三个能带的裂距为 0.34eV 。砷化镓材料和其他的半导体材料一样,随着温度的升高, GaAs 的禁带宽度变小,在 0K 时的禁带宽度为 1.519eV , 可用下式表示:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2 / (T + \beta) \quad (2.1)$$

对于砷化镓材料，温度系数 $\alpha = 5.405 \times 10^{-4} eV \cdot K^{-1}$ ， $\beta = 204K$ ，如图 2-2 所示。

另一个决定 GaAs 材料被用作光电导天线来发射 THz 波的特性是其高阻性。作为半绝缘的 GaAs，电阻率可用下式表示：

$$\rho = \frac{1}{qn_i(\mu_{n0} + \mu_{p0})} \quad (2.2)$$

在此， n_i 为载流子浓度，我们取室温下（300K）时的本征载流子浓度替代，室温下的电子、空穴的迁移率分别为： $7500\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 和 $400\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ，可得电阻率在 $10^8 \Omega \text{cm}$ 量级，比硅等半导体电阻率高 10^3 倍多。所以作为光导开关时，可以承受相当高的电压，可以在光导开关导通时有较大的电流。

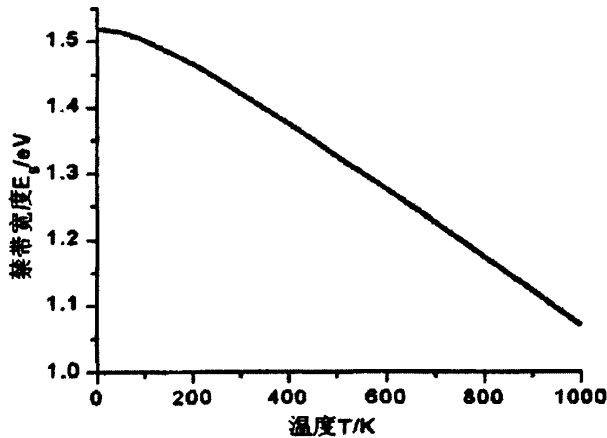


图 2-2 GaAs 禁带宽度随温度的变化

Figure 2-2 The change of forbidden band width with temperature

由于砷化镓材料的多能谷结构，特别是 Γ 和 L 能谷之间的电子跃迁会导致电阻律的变化。中心能谷 Γ 上的电子有效质量为 $0.067m_0$ ，而卫星谷 L 上的电子有效质量为 $0.55 m_0$ ，有着比中心谷上高得多的有效质量。在电场下迁移率可表示为：

$$\mu = \frac{4ql_n}{3\sqrt{2}m_n^*k_0T_e} = \mu_0\sqrt{\frac{T}{T_e}} \quad (2.3)$$

其中 m_n^* 表示电子的有效质量， T_e 代表载流子有效温度。所以卫星谷 L 上的电子的迁移率比中心谷上要低得多。而且两能谷的状态密度之比可用

$$g_c(E) = \frac{dZ}{dE} = 4\pi V \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (E - E_c)^{1/2} \quad (2.4)$$

表示，计算可得两能谷的状态密度之比为 94。因此当电场超过一定域值(3kV/cm)就会产生负微分电导。因为当电场超过此域值时，中心能谷中的电子可以从电场中获得足够的能量而开始转移到卫星谷上去，发生谷间散射。此过程中电子的准动量有较大的变化，伴随着吸收或是发射一个光学声子的过程。当电子转移到卫星谷中，由于卫星谷中电子的迁移率较低，导致器件整体的电导率的下降^[21, 22]。设 n_1 、 n_2 分别代表中心谷和卫星谷中电子

浓度，则电导率可表示为：

$$\sigma = q(n_1\mu_1 + n_2\mu_2) \quad (2.5)$$

随着电场的增强，电子逐渐转移到卫星谷中，电导率持续减小。当电子全部转移到卫星谷上去以后，电场的增强才会致使电导率上升^[18-20]。因此在这一点场范围内，微分电导：

$$\frac{dJ}{d|E|} = nq \frac{d\bar{v}_d}{d|E|} < 0 \quad (2.6)$$

1963年，耿氏发现在n型砷化镓半导体材料两端电极上加以电压，当半导体内的电场强度超过3kV/cm。导体内的电流便以很高的频率振荡，振荡频率约为0.47-6.5GHz，这个效应称为耿氏效应。已经从理论上证明了耿氏效应是由电子在能谷间的转移引起的。发生这种效应的必要条件就是材料的不等价双能谷或者是多能谷结构，所以这种效应也叫转移电子效应。这可以解释为由于某种不均匀性（参杂、晶格缺陷等）引起局部电场的增高，这一区域的电场比外界高，而区域内的载流子迁移速度低。所以在高阻区靠近阳极一侧区域外的电子漂移速度比内部大，所以形成耗尽区。在靠近阴极的一侧，形成电子的积累区。这种由带负电的电子形成的积累区和带正电的电离施主形成的耗尽区组成电荷偶极层称之为偶极畴。由于畴内电场很高，也称之为高场畴。畴内建电场和外加电场方向一致，所以一旦在器件中某个区域不均匀，而且这种区域总是存在的，就会产生畴，畴会不断的生长，畴内电场不断增强，而畴外电场逐渐减小，直至畴内外电子的漂移速度相同，则畴达到稳态，称为稳态畴。

设器件的长度为L，则畴的渡越时间为 $t_c=L/v$ ，在一个渡越时间内，电子的增益为： $\eta = \exp(t_c/\tau)$ 。一般认为当 $\eta > e$ 作为判定畴形成的标准，得

$$n \times L \geq 10^{12} \text{ cm}^{-2} \quad (2.7)$$

当器件中有畴的产生，畴达到稳态时畴内载流子的速度和畴外载流子的速度相同。如果器件本身所加电压非常高（如光电导开关），畴内电压有可能超过GaAs材料的雪崩击穿场强（半绝缘GaAs材料的击穿场强 $250 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ ）。即，电子在畴内获得足够的能量与晶格原子发生碰撞而产生电子，此电子在一个自由程内又可以获得足够的能量发生下一次碰撞电离，从而表现为击穿，并伴随有电流丝，复合发光等现象。因为只要畴内电子漂移速度小于畴外电子，那么畴就会继续生长，畴内场强会进一步增大。很重要的一点就是中心能谷电子的饱和漂移速度要大于畴内电子的速度，

$$v_d = \sqrt{\frac{8\epsilon_0}{3\pi m_n}} \quad (2.8)$$

也就是意味着外界场强足够大，总可以使畴内场强超过雪崩击穿场强

在半绝缘砷化镓禁带内存在一些独立的EL2能级，这些能级是由替位缺陷产生的，就是砷镓原子易位，原来砷原子的位子被镓原子所占据，而镓原子的位子被砷所占据。这些缺陷可以是在晶体生长时产生，也可以通过后期工艺处理产生，如电子、x射线辐照。

而且 EL2 能级是一个双施主中心，它的中性态 $EL2^0(+/0)$ 能级位于禁带中心附近 ($E_c-0.75eV$)，单离化态 $EL2^+(+/+)$ 能级则位于禁带的下半部 ($E_v+0.52eV$)，如图 2-3 所示。由于 EL2 能级的存在，使得半绝缘砷化镓光导开关有相当长 lock-on 延迟时间，这可以用存在一个亚稳态 $EL2^*$ 来解释。

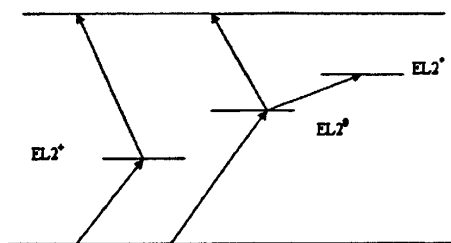


图 2-3 EL2 能级示意图

Figure2-3 EL2 energy level

在没有光照的半绝缘砷化镓样品中，大部分 EL2 能级都处于中性态 ($EL2^0$)。光照时，光子激发 $EL2^0$ 种的电子跃迁到导带，同时中性态逐步向亚稳态转变 ($EL2^0-EL2^*$)。亚稳态是一个电不激活中心，使得光电流变小。另一方面，根据多能级补偿模型可知，SI-GaAs 中 EL2 缺陷与参与受主的补偿是导致 GaAs 半绝缘特性的关键。那么 EL2 缺陷必定有一部分与残余受主补偿而处于单离化态 ($EL2^+$)，则转化成单离化态的浓度与残余受主浓度相当。亚稳态 ($EL2^*$) 发生热转变又会变成中性态，成为可以导电的载流子。

最后一点需要说明的就是 SI-GaAs 的热学性质。因为在超短激光脉冲的辐照下，光导天线的温度上升的很快，在高温下 SI-GaAs 的热学性质有必要去研究探讨。天线的热量主要来自于两个方面：一个就是超短激光脉冲能量转变成晶格的热能；另一个就是载流子在电场力的作用下与晶格碰撞产生的能量。又由于温度直接决定着半导体器件的效率和使用寿命。研究器件的热学特性主要关心如下两个问题：一是高温条件下材料特性的变化对器件导通状态的影响；二是高温条件下由于器件发热引起的漏电流的上升对器件阻断能力的影响。当热生产的漏电流超过一定限度时，器件就会出现破坏性失效。因此任何器件都规定有最高的工作温度。这个限制与器件的类别有一定的关系，但更多地决定于制造器件的材料。GaAs 功率器件的极限温度可以比 Si 器件高 30% 左右，但由于 GaAs 材料的热导率只有 Si 的 1/3，其功率耗散能力很差，在相同功率耗散条件下器件温升较快。

2.2 半绝缘 GaAs 天线的工作模式

2.2.1 两种工作模式

在此所用的半绝缘 GaAs 光导天线是由半绝缘 GaAs 晶体，并在晶体两端制作欧姆接触组成，如图所示：首先受激光照射部分是光电导天线的芯片，由半绝缘砷化镓材料、电极和绝缘封装三部分组成。其一般是由块状或者是直接在衬底上生长的半绝缘砷化镓晶体，并在晶体两端制作电极。根据电极形状可以分为横向结构和纵向结构，当开关的入射

光脉冲方向与偏置电场方向相垂直为横向结构，如图 2-5(a)所示；当入射光方向与偏置电场方向平行时，此为纵向结构，如图 2-5(b)所示。横向结构制作较为简单，但由于电场穿过整个表面而引起表面闪络和表面爬电现象，使得表面击穿强度大大减小。而纵向结构电极受到天线材料（SI-GaAs）厚度的限制，使得所加电压大小受到限制，另外，纵向电极需其中一个电极为透明电极，透明电极所用材料有限，制作困难。因此，纵向结构的功率受到了限制。目前采用的方法是对横向结构的天线进行封装，增加其耐压强度，达到增加

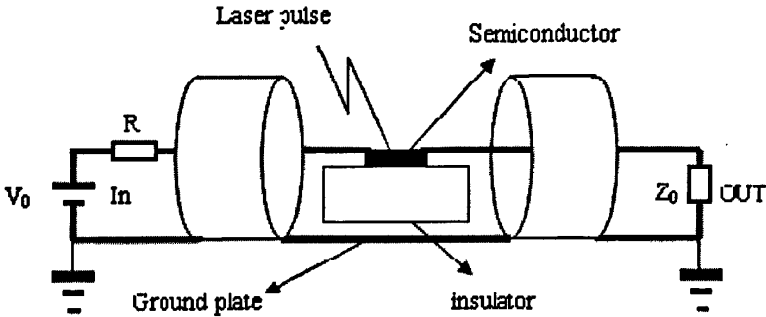


图 2-4 光电导天线结构图
Figure2-4 The structure of photoconductive antenna

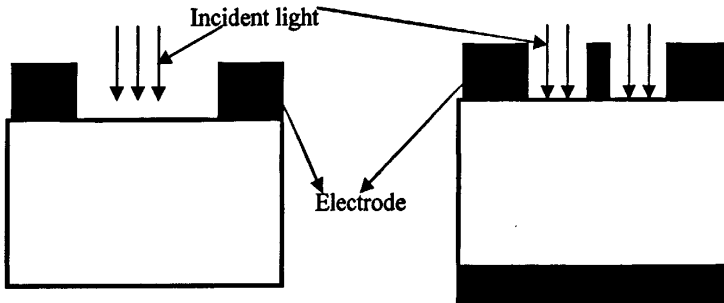


图 2-5 光电导天线的横向结构(a)和纵向结构(b)
Figure2-5 Transverse (a) and longitudinal (b) structure of photoconductive antenna

辐射功率的目的^[23-26]。第二部分为传输线及外电路，对光电导芯片进行供电。一般触发采用电容供电的形式。因为光电导天线产生的电脉冲具有非常窄的脉冲宽度，所以连接的外部电路以及检测电路要具有快速响应的特性，所以采用传输线传输，且与欧姆电极连接的传输线设计成微带线，保证产生的超短电脉冲的波形不会因为传输线的色散和功率衰减而受到影响。同时外电路的各部分要保证接触良好，防止因为外电路的性能而影响光导天线的性能。第三部分为入射激光，鉴于入射光对天线性能的决定性影响，把触发激光作为太赫兹波发射的组成部分。由于太赫兹波所对应的频率为 10^{12}Hz ，那么产生此电磁波的瞬变的电脉冲宽度至少要在 10^{-12}s 量级。那么对应的入射光脉冲宽度应在皮秒、亚皮秒量级，

即采用飞秒脉冲宽度的激光照射芯片可产生 THz 辐射（皮秒激光触发的电流变化由于载流子弛豫等原因不能产生 THz 波）。而且入射激光光能量不能太小，需满足大功率的要求。

由于光电导天线的工作依赖于偏置电压和入射光。根据芯片中电子-空穴对的产生情况与入射光子数的关系，可把砷化镓光电导天线的工作情况分为线性工作模式和非线性（lock-on 或高倍增）工作模式。在最初的研究过程中，人们认为在芯片中光电流的产生是由于入射光在芯片中激励产生的电子-空穴对在电场的作用下运动产生的。而每吸收一个能量大于一定值的光子则产生一个电子-空穴对，则芯片的光电导随入射光线性增加，那么光电流的形状也与入射激光脉冲形状呈线性关系。即，入射光脉冲的幅值决定了光电流的幅值，入射光脉冲的上升时间决定了光电流的上升时间，而其下降时间则决定于载流子寿命，如图 2-6 所示：

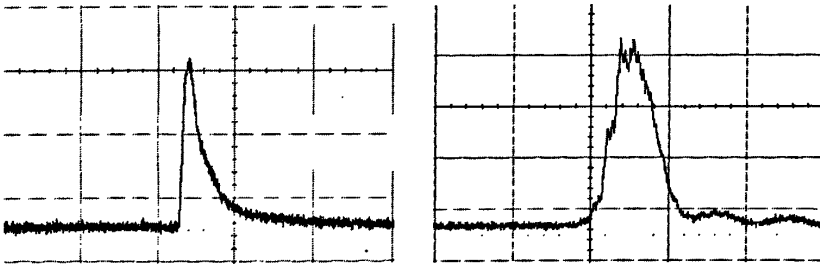


图 2-6 线性模式下的入射光脉冲和产生的电脉冲波形

Figure 2-6 The waveforms of incident laser pulse and generated current pulse under linear mode

开关的通态电阻一般可表示为：

$$R_{on} = L^2 h\nu / E_a q \mu \quad (2.9)$$

其中 L 表示天线间隙， $h\nu$ 为入射光子能量， E_a 代表吸收的光总能量， q 为电子电量， μ 为载流子的迁移率。由于砷化镓材料具有很高的电子迁移率（8000m/s·V 左右），所以砷化镓容易获得较硅、锗等低的通态电阻。线性模式的特点有：

(1) 砷化镓光电导天线的导通电阻与电极间距离的成平方成正比，且较容易获得低的导通电阻，对于大功率的要求较为合适。且输出的电脉冲波形与入射光脉冲波形相似，可以通过用飞秒激光触发天线产生太赫兹波。

(2) 天线的响应速度很快（大约在飞秒量级），在入射光照射到芯片表面几乎是同时就产生电子-空穴对。同样，光电流的产生速度也相当快，此时间主要取决于载流子的动量弛豫时间（约为几十个飞秒）和载流子的产生时间。当入射光脉冲宽度小于载流子的寿命时，比如在 100fs 的激光脉冲光的触发下，产生的电脉冲宽度可比光脉冲宽度大（电脉冲的下降沿取决于载流子寿命），然而仍可以有皮秒、亚皮秒的响应。

(3) 光电导天线处于线性模式具有稳定、晃动小等特点。这在工业生产、商业用途以及军事都有较好的应用前景，因为对于太赫兹波的产生中，要进行多次、长时间触发，那么

稳定、晃动小必然带来较好的效果。且可以通过触发重复频率来提高太赫兹波的辐射功率。那么较快的下降时间（取决于载流子寿命）必然占优势。

(4) 其不足为线性模式下，一个光子产生一个电子-空穴对，其增益不大，或这说就没有增益；另一方面，需要加大的入射光能，必然要使用大功率激光器，其体积庞大、笨重、携带不便，再就是其效率不高，光电转换效率低，不利于大功率、小型化、便携式的要求。

后来，研究人员发现，在砷化镓、磷化铟等材料制作的光电导开关（photoconductive semiconductor switches PCSS）在较高偏置电场下，其导通不仅仅依赖于光生载流子，还和一种载流子的雪崩倍增效应有关，而光在此过程中只相当于一种触发、引导的作用。一旦导通后，只要偏置电压继续存在，当光熄灭后，其仍然能持续导通一段时间，不会立即恢复到高阻状态。入射光波形和产生的电流波形如图 2-7 所示：

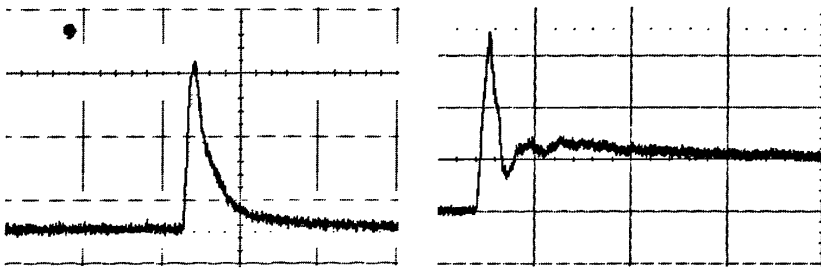


图 2-7 非线性模式下的入射光和电流波形

Figure 2-7 The waveforms of incident laser light and generated current pulse under nonlinear mode

其电脉冲维持在某一值上，此值与外加偏置电场无关、且与入射光脉冲也没有关系，而于天线本省及其材料有关。此现象称之为“锁定现象”，所以非线性模式也叫“高倍增模式”或者为“lock-on 模式”。

非线性模式的主要特点有：

(1) 天线工作在非线性模式下，可以有非常低的触发光能量。所以可以用半导体激光器阵列进行触发，这样大大减小了整个仪器的体积、复杂程度，可望制成便携式太赫兹源。

(2) 虽然非线性模式下的触发光能可以很低，但其输出电流却可以很大。通常情况下其触发光能可比线性模式下小 3-5 个数量级，而其载流子浓度可比光生载流子浓度大三个数量级。其中能量大部分来源于偏置电场，相比线性情况下的载流子全部靠激光光能，非线性从电场获得的能量可以实现大功率的目的。同时非线性模式是一种高场模式，必需满足一定的电压要求才可能产生非线性模式，此电场一般为材料的耿氏阈值电场。同时当电场条件满足后，也必须满足一定的光能阈值条件。电场越大，所需的光能则越小，入射光能越大，则电场阈值则越小，但不能小于此种材料的耿氏振荡阈值电场，如图 2-8。

(3) 在光脉冲熄灭之后，只要外部电路提供足够的能量，天线还可以处于持续导通状态，

即锁定现象。如图 2-9 中波峰过后的稳定阶段。此电压与器件的结构、所用材料、掺杂水平以及温度等有关，而与入射激光和偏置电场无关。当然，如果用于外电路供电的电容量

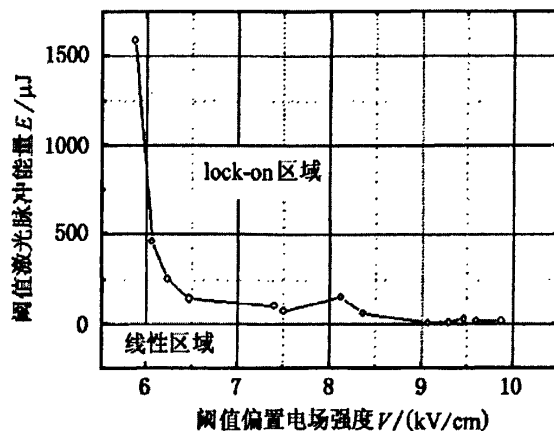


图 2-8 光电导天线的光电阈值曲线

Figure 2-8 The photoelectric threshold curve of photoconductive antenna

较小，会引起放电时间较短，转而观察到的持续导通时间也较短，甚至是观察不到持续导通。另外有可能因为外电路以及半导体材料本身特性的原因，也有引起双峰现象。开关导通存在延迟效应，延迟可分为两个部分，其一是触发光脉冲激励和天线导通之间存在延迟，可有约为 1 纳秒的延迟；其二是在开关导通和 lock-on 阶段之间可能存在延迟，即波峰与锁定阶段之间的一段波谷。延迟时间可达几百个纳秒。此延迟与偏置电压有关，一般在阈值电场附近，延迟现象比较明显，而随着偏置电压的增强，延迟逐渐减小，甚至观测不到延迟现象。

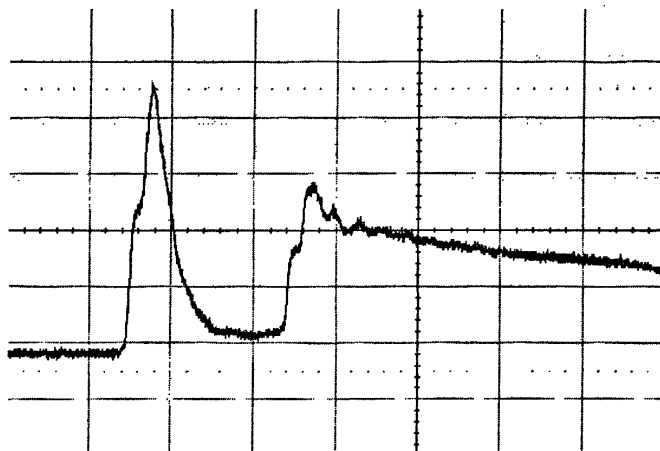


图 2-9 非线性触发电流延迟波形

Figure 2-9 The waveform of current delay with nonlinear triggering

2.2.2 两种工作模式的比较

从表面上看，非线性模式只是在线性模式的基础上加大偏置电压和加强入射光能的结

果。其实不然，这两种模式的光电作用机理是完全不同的，而且得到的实验现象也是完全不一样的。首先，入射光照射芯片后都产生电子-空穴对，如果认为对于同一型号的芯片其量子效率相同的话，那么入射光能量一定时，产生的电子-空穴对的数目是一定的。那么这些光激发载流子的在其后的运动情况和动力学特征是完全不同。线性模式中的光生载流子在偏置电压的驱动下形成电流。这个电流与入射光振幅成比例，因为一个光子至多产生一个电子-空穴对，那么芯片电导的增加量与入射光子数相对应。而在非线性模式中，从表面现象上来看，一个光子最终能产生成百上千的电子-空穴对。必然，光生载流子其后的运动中产生了大量的载流子。此过程是与线性过程截然不同的。研究人员对非线性中的物理过程多种解释，都解释了非线性过程中的一点或几点现象。在线型模式中，光激发载流子是实际的、也是主要的导电载流子。忽略载流子的产生时间，那么入射光脉冲的上升时间即是光电流的上升时间。当考虑其他因素时，诸如载流子的复合（包括自发复合、通过复合中心复合）、载流子的陷获等，所以当光脉冲宽度很小时（在亚皮秒量级），电脉冲的上升时间会变长。因为，砷化镓的入射光的响应时间小于 0.6 皮秒，也就是说从激光入射进入砷化镓材料到载流子的产生，其时间不超过 0.6 皮秒。而这些电子-空穴对在偏置电场的作用下形成电流的时间也在皮秒量级。载流子的运动由下式决定，

$$\frac{dv_{e,h}}{dt} = -\frac{v_{e,h}}{\tau_s} + \frac{q_{e,h}}{m_{e,h}} E \quad (2.10)$$

其中 $v_{e,h}$ 分别为电子和空穴的漂移速度， τ_s 为载流子的动量弛豫时间。因而可以看出用纳秒、皮秒脉冲光触发天线具有皮秒量级的响应，同样用飞秒激光触发导通也具有皮秒量级的响应时间，但电流随时间的变化率不相同。

由上可得，半绝缘砷化镓光导天线的响应延迟时间在皮秒量级，所以在线性模式中，几乎观测不到触发光脉冲和光电流之间的延迟，特别是在皮秒、纳秒触发的情况下。而在非线性模式中观测到了 1ns 的触发光和光电流之间的延迟。这里主要考虑非线性模式中载流子的动力学特征，尤其是与线性模式中不同的地方。也就是载流子的倍增机制，以及在持续导通（lock-on 效应）中的载流子产生机理，以及由于 GaAs 材料的多能谷结构的影响下载流子的运动情况的改变^[29-32]。

2.3 非线性工作模式的模型及其理论解释

由于光电导开关的非线性模式有着较高的电流倍增现象，并且其载流子表观漂移速度大于其饱和和漂移速度。在科学研究、工业生产等领域有着广泛的应用前景。为了更好的利用开发非线性模式，因此探索光电导开关的非线性模式机理成为基础研究课题。至今，研究人员已提出相当多的模型试图解释非线性模式中的各种现象，例如，陷阱俘获模型、深能级杂质碰撞电离模型、雪崩注入模型等等。这些模型都一定程度的解释了非线性模型中的现象，但也还没有一个完善的理论对其中的过程进行定量的描述。首先是非线性模式中的高倍增现象。其中主要的几种模型有：

(1) 深能级杂质碰撞电离模型, 模型认为在高电场(3kV以上)作用下, 载流子可以使深能级杂质发生碰撞电离过程, 此过程成为在高场下继光脉冲之后新的载流子产生源, 可以解释载流子的倍增, 电流丝的形成等。可以解释电流倍增, 但对维持阶段的 lock-on 电压以及延迟都无法解释。

(2) 雪崩注入模型, 其认为在光电导开关的制作时, 使用了金属-n⁺-i 或者是金属-p⁺-i 的结构, 其中 i 为半绝缘层, 以形成良好的欧姆接触。这种结构形成了 n⁺-i-n⁺ 或者是 p⁺-i-p⁺ 型结构。把 n⁺-i-n⁺ 或者是 p⁺-i-p⁺ 型结构中的雪崩注入特性用来解释光电导开关的非线性模式中的载流子的行为。特性与光导开关中的非线性过程也有许多相似之处。H.Zhao 等人提出的光电导开关雪崩注入模型, 把光电导开关的工作过程在时间上分为假想的三种状态, 即光触发前、光触发后到雪崩注入之前、雪崩注入之后, 在空间上分为阴极区、本征区、阳极高场区三个区域。

(3) Jerry L.Hudgins 等人提出离化生长电子流模型。该模型认为光电导开关高增益模式中的电流传导过程与气体开关中的电击穿过程很相似。在气体放电中, 电流丝头部的碰撞电离和辐射复合使得气体电流通道能够以短于以漂移速度从一个电极到达另一电极的渡越时间, 并形成传导沟道。传导沟道使得电流限制在此沟道中, 从而形成电流丝。此电流丝中有强烈的碰撞电离辐射复合。同时在光电导开关高倍增中看到的丝状电流通道。因此, 他们将气体的放电机制, 特别是气体流传导机制用于类比光电导开关非线性模式中的电流传导。该模型主要解释光导开关非线性模式中载流子的表观传播速度高于载流子的饱和漂移速度的现象, 它将光导开关中发生的载流子倍增现象用气体放电的机制来解释。解释了电流导通, 而对延迟现象未作说明。

(4) 西安理工大学的施卫教授等人提出的光激发畴模型认为光电导开关的非线性 lock-on 模式是在强偏置电场的条件下, 由于砷化镓材料本身的微分负阻效应, 因为光电导芯片内部固有的电场不均匀性使得光激发电子-空穴对形成光激发电荷畴。在满足一定的触发光能和偏置电场阈值的条件下, 即可达到畴生长条件, 并且畴内电场将达到材料的本征击穿场强致使畴内发生强烈的碰撞电离。碰撞电离使光电导开关中载流子雪崩倍增。碰撞电离引起的载流子辐射复合发光成为触发光消失后的新光源, 辐射复合发光向四周传播并被芯片材料再吸收。这个模型较为成功地解释了实验观察到的主要现象, 包括载流子的表观运动速度大于饱和迁移速度; 载流子雪崩倍增的原因; 维持阶段 lock-on 电场的存在, 以及其特性等等。

2.4 本章小结

对于我们所讨论的对象, 即 SI-GaAs 大孔径光电导天线来说, 由于其材料的特殊特性, 导致了在不同的光电条件下呈现出不同的现象。GaAs 材料在偏置电场低于耿氏阈值电场时, SI-GaAs 天线呈现正的微分电导。而当电压超过耿氏阈值电场(4kV/cm)的情况下, 天线电导随电压的上升而下降, 表现出负的微分电导。当电压超过耿氏阈值电场时, 并且满足一定的光能阈值条件, 天线工作于非线性模式。工作于非线性模式下的光电导天线,

载流子浓度远远大于光生载流子浓度。说明在非线性模式下必然有新的载流子产生机制。并且这种载流子会在电流降落至最低点并经过一段相当长的延迟后再激增，如图 2-9 所示。为了解释非线性模下载流子倍增现象，已发展了多种理论模型来解释非线性模式中的各种现象，包括载流子倍增，天线中明显的电流丝现象，光电流的延迟现象。在众多模型中以西安理工大学施卫教师提出的光激发电荷畴模型较为成功地解释了上述现象。模型认为，在光电导天线非线性模式中，在天线体内有类似于 n 型 GaAs 材料中观测到的耿氏畴的产生。而这种畴的产生需满足一定的载流子密度要求，所以在某一电压下有最小光能要求，图 2-8 所示。这种畴是 GaAs 材料在高场下微分负阻效应引起的，必然要求天线体内电场强度大于耿氏阈值电场，即最小触发电压，如图 2-8。畴内电场迅速增大以致超过 GaAs 材料的碰撞电离电场。畴不停地在阴极附近产生，向阳极漂移，同时畴内由于碰撞电离产生大量载流子。这些载流子在天线体内形成导电通道。由于通道内电子、空穴浓度很高，发生强烈的辐射复合，此便是实验上观测到的电流丝通道。电子和空穴的复合发光成为触发光熄灭后新的光源，此便形成了 lock-on 维持阶段。

3 光电导天线中的载流子动力学

光电导天线中载流子的运动特性受到材料特性、入射光脉冲、偏置电压的共同影响。从微观上来说正是由于载流子的运动产生了电磁辐射。

3.1 入射光脉冲

首先是入射光的作用。一般情况下入射光脉冲宽度决定了光电流的上升时间。通常入射光可以认为是高斯光束。如图 3-1 所示：

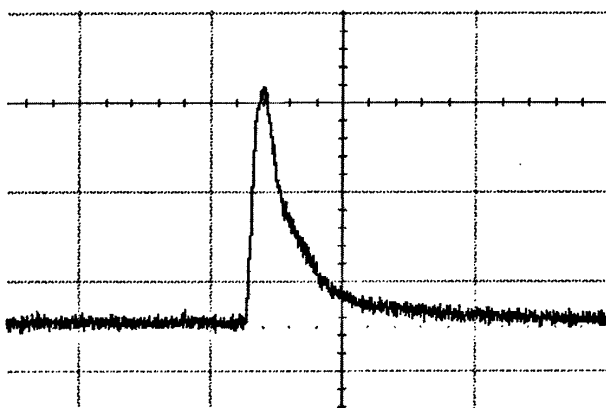


图 3-1 入射激光脉冲波形

Figure3-1 The waveform of incident laser pulse

对于沿 z 方向传播的基模高斯型光束，均可写成下式：

$$\varphi(x, y, z) = \frac{c}{\omega(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2(z)}\right) \exp\left(-i\left(k\left(z + \frac{r^2}{2R(z)}\right) - \arctg \frac{z}{f}\right)\right) \quad (3.1)$$

其中 c 为常数因子， $r^2 = x^2 + y^2$ ， $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2}$ ，这里 ω_0 为高斯光束的腰斑半径，为

$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda f}{\pi}}$ ， $\omega(z)$ 是与传播轴线相交与 z 点的高斯光束等相位面上的光斑半径； f 称为高

斯光束的共焦参数。 $R(z) = z\left(1 + \left(\frac{f}{z}\right)^2\right)$ 是与传播轴线相较于 z 点的高斯光束等相位面的曲率半径。光功率随时间的变化规律可写成如下形式：

$$P(t) = P_0 \exp\left(-4 \ln(2) \left(\frac{t - t_0}{\tau_T}\right)^2\right) \quad (3.2)$$

其中 P_0 峰值脉冲功率， t_0 为脉冲峰值所对应的时间， τ_T 是激光脉冲的半高宽。对于给定的激光脉冲，已知其入射光能量和半高宽 (FWHM)，即可计算出下式

$$U = \int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt \quad (3.3)$$

光脉冲形状主要对应于载流子的产生率。考虑到载流子的复合、陷获等因素，载流子的浓度变化可以进行如下计算。在半导体中载流子连续性方程为：

$$\frac{\partial n, p}{\partial t} = G_{n, p} - \mu D_{n, p} \frac{\partial^2 n, p}{\partial^2 x} - \mu_{n, p} |E| \frac{\partial n, p}{\partial x} - \mu_{n, p} (n, p) \frac{\partial |E|}{\partial t} - \frac{\Delta n, p}{\tau} \quad (3.4)$$

上式中下标 n、p 分别为电子和空穴的连续性方程，左边为载流子的变化率，右边第一项为载流子的产生率，第二项表示由扩散引起的载流子密度的变化，第三、四项表示偏置电场的作用，最后一项为载流子的复合作用， τ 为载流子寿命。对于产生率 G，在光脉冲照射时，主要是由入射激光产生贡献。设激光产生电子-空穴对的量子效率为 η ，且入射光在光电导天线内部完全吸收，则产生率可表示如下：

$$G = \frac{P(t)(1-R)}{h\nu \cdot wld} \quad (3.5)$$

w、l、d 分别为芯片的几何尺寸， $P(t)$ 为入射光功率，

光生载流子寿命对光电导及其他相关效应是十分重要的，光电导现象发生在光生载流子的整个寿命时间内。光生载流子寿命决定于复合过程及其速率。半绝缘砷化镓体内的复合过程主要有辐射复合、俄歇复合和经由复合中心复合。总寿命可以写成：

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (3.6)$$

SI-GaAs 材料光激发后有 $\Delta n = \Delta p$ ，且激光触发后形成强注入条件 ($\Delta n \gg n_0$)，由直接复合决定的寿命

$$\tau_d = \frac{1}{r\Delta n} \quad (3.7)$$

r 是电子-空穴复合几率， Δn 为光照后非平衡载流子浓度。实验发现，砷化镓的禁带宽度 ($E_g=1.42\text{eV}$) 虽然比较大一些，但直接复合机构对寿命有着重要的影响，这和它的具体能带结构有关。其中 r 实质上表达了复合速率和热激发产生速率 (与材料温度相对应的黑体辐射光激发) 之间的细致平衡，因而 r 可通过材料的光学性质来计算

$$rn_i^2 = 2.20 \times 10^{12} T^4 \int_0^\infty \frac{\alpha \eta^3 \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^3 d\left(\frac{h\nu}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (3.8)$$

由 (3.7) 式可以看出，在强注入条件下载流子的寿命是变化的，而且随着载流子浓度的增大，过剩载流子寿命减小。

在很多情况下，电子和空穴的复并不是直接的，而是通过某种复合能级进行复合。对于 SI-GaAs 中的 EL2 能级是一个非常重要的缺陷能级。复合中心的复合速率和发射速

率可以如下表示:

$$f_{ei} = \alpha_n n (N_r - n_i) \quad (3.9)$$

$$e_{ie} = \beta_n n_i \quad (3.10)$$

其中 α_n 、 β_n 分别为俘获系数和发射系数。在 SI-GaAs 中 EL2 缺陷能级的密度在 10^{16}cm^{-3} 左右, 而光生载流子的密度在 10^{20}cm^{-3} 量级。所以相当于低复合中心的情况。这时可以假定复合能级上电子数的变化 Δn_i 和 Δn , Δp 相比可以忽略

$$\Delta n = \Delta p, \quad \frac{dn}{dt} \approx \frac{dp}{dt} \quad (3.11)$$

类比细致平衡原理方程可以得出

$$\tau_s = \tau_{n0} \frac{\Delta n + p_0 + p_1}{\Delta n + n_0 + p_0} + \tau_{p0} \frac{\Delta n + n_0 + n_1}{\Delta n + p_0 + n_0} \quad (3.12)$$

其中 $\tau_{n0} = \frac{1}{\alpha_n N_T} = \frac{1}{\alpha_n v_n N_T}$, $\tau_{p0} = \frac{1}{\alpha_p N_T} = \frac{1}{\alpha_p v_p N_T}$ 为电子和空穴起限制作用的俘获时间。

第三个比较重要的复合过程为俄歇复合。带间俄歇复合过程至少涉及三个粒子。从细致平衡原理看来, 俄歇复合的逆过程是自由载流子的碰撞电离, 形式上可以写为

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = g - B_1 (n^2 p - n_0^2 p_0) = g - \frac{\Delta n}{\tau_e} \quad (3.13)$$

其中 B_1 为俄歇复合系数。在强激发下

$$\tau_e = \frac{1}{B_1 (\Delta n)^2} \quad (3.14)$$

利用 3.6 式可以得出光激发载流子寿命。载流子寿命对于天线内部光生载流子浓度有着重要的影响。

把式 3.2、3.5 带入 3.4, 并忽略电场的均匀和载流子的扩散, 则可得载流子随时间的变化式。

$$n(t) = \int \left(\frac{P(t)(1-R)}{h\nu w l d} - \frac{\Delta n}{\tau} \right) dt$$

$$= \frac{(1-R)\eta \cdot P_0 \sqrt{\pi}}{h\nu w l d} \frac{\exp(-\frac{\tau_T^2}{\tau^2 16 \ln(2)})}{4\sqrt{\ln(2)}} \exp(-\frac{t-t_0}{\tau_T}) \cdot \left[\operatorname{erf}\left(\frac{-\frac{1}{\tau} + \frac{8 \ln(2)}{\tau_T} (t-t_0)}{4\sqrt{\ln(2)}}\right) \tau_T + 1 \right] + n_0 \quad (3.15)$$

对于一定量下的载流子浓度, 根据

$$\rho = \frac{1}{q} (\mu_n n + \mu_p p) \quad (3.16)$$

其中因为在 SI-GaAs 中电子迁移率在 $8000 \text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \text{s}^{-1}$ 左右, 空穴的迁移率在 $500 \text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \text{s}^{-1}$ 电子的迁移率远远大于空穴的迁移率, 一般在计算电流贡献等时, 忽略空穴的作用。但是

空穴的作用不可完全忽略,因为电子和空穴的相互作用在电场屏蔽中起着重要的作用,对 THz 波辐射起着重要的影响。

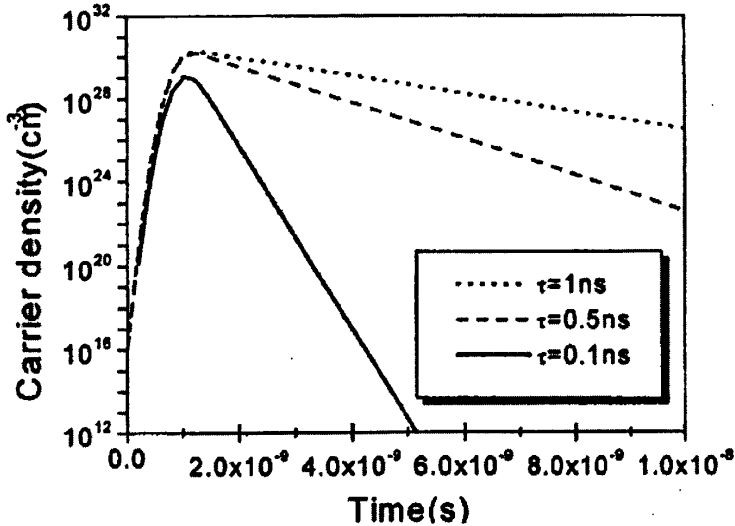


图 3-2 载流子寿命对载流子密度的影响

Figure3-2 The influence of carrier lifetime for carrier density

图 3-2^[49]所示为载流子寿命对其中载流子浓度的影响。载流子寿命短有利于在光照后载流子的迅速消失,不利于载流子的积累。载流子寿命的减小所辐射出的太赫兹波形呈现出双极性,而载流子寿命较长的材料所辐射的 THz 波幅值较载流子寿命短的高。

3.2 SI-GaAs 的高场特性

在高电场下产生的转移电子效应(也叫做负微分电阻效应)是具有多能谷半导体所特有的性质。这种机构最初由里德利和沃特金斯以及希尔萨姆提出。而后在耿氏实验室得以验证,此后许多研究人员又对此机构进行了改进。转移电子效应要求半导体晶体具有适当形状的能带结构,即具有特定类型的多能谷导带。目前, GaAs 和 InP 等都是较好的转移电子器件材料。而我们所用来进行 THz 辐射的天线材料正好是 SI-GaAs。在高电场下,导带能谷间的电子转移使得有效质量大的子能谷中的电子浓度获得十分迅速的增加,而有效质量小的中心能谷中的电子浓度则相应地减小。平均电子漂移速度

$$v = \mu E = \left(\frac{n_1}{n} \mu_1 + \frac{n_2}{n} \mu_2 \right) E \quad (3.17)$$

随着电场的增加而下降,也就是负微分电阻率。同时中心能谷和卫星谷中电子的迁移率随电场的增强逐渐减小。不过,实验验证速场关系是很困难的。在实际样品中,电子浓度大将会导致空间电荷的不稳定性,于是产生的不均匀电场掩盖了电场的真相。因而漂移速度和电场的单一关系就不再成立。已经发展了一些实验上测定 $v(E)$ 特性的特殊方法,如,测量低掺杂样品中注入载流子脉冲的漂移时间;测量稳态偶极畴渡越时的伏安特性等。同

样，温度也严重影响载流子的漂移速度，这是因为温度升高，各种散射因素加强。如下四图所示^[66]：

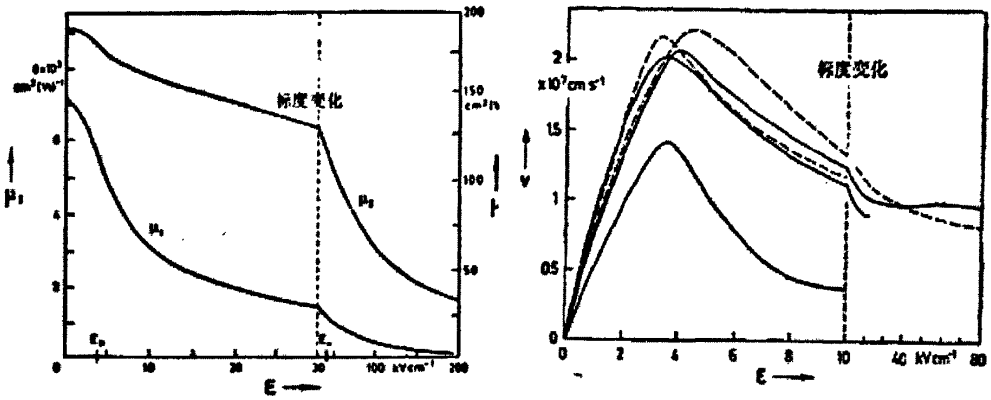


图 3-3 迁移率和速度随电场变化曲线
Figure3-3 The curve of mobility and velocity with electric field

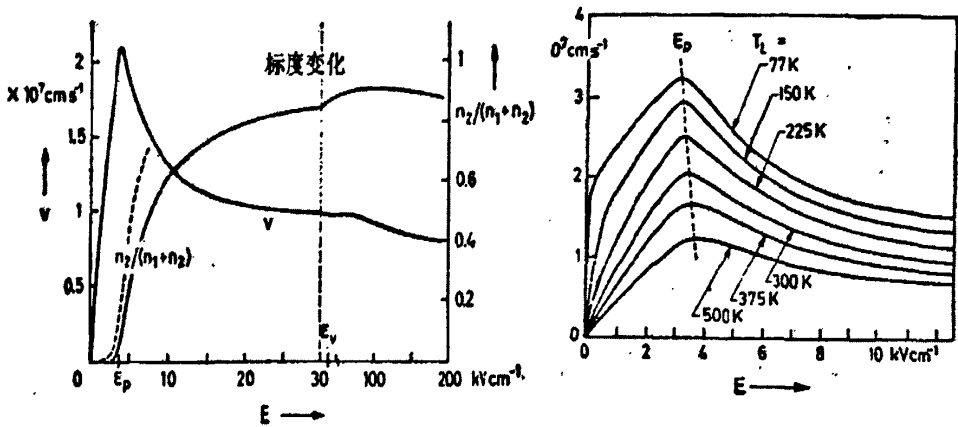


图 3-4 平均漂移速度和子能谷中相对电子密度与电场的关系
Figure3-4 The relation of mean drift velocity and relative electron density in satellite energy valley with electric field

在具有电场决定的负微分电阻率的材料中，若取电子流动方向为 x ，畴外电场为 E_1 ，平衡电子浓度为 n_0 ，电子浓度为 n ，则

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon} (n - n_0) \quad (3.18)$$

其中 ϵ 为砷化镓介电常数，根据全电流连续性方程

$$J(t) = env(E) - e \frac{\partial (Dn)}{\partial x} + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = en_0 v(E) + \epsilon \frac{\partial E_1}{\partial t} \quad (3.19)$$

式中 $v(E)$ 为电子速度， D 为电子的扩散系数。中间部分表示流过畴的全部电流，第一项为传导电流，第二项为扩散电流，第三项为位移电流。右边的表达式是流经畴外的电流。由

于畴外无电荷积累或耗尽，不存在电荷密度梯度，因此无扩散电流。利用 3.18、3.19 式可得

$$\frac{\partial}{\partial t}(E - E_1) = \frac{en_0}{\epsilon} [v(E_1) - v(E)] + \frac{e}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial x}(Dn) - v(E) \frac{\partial E}{\partial x} \quad (3.20)$$

注意到上式第二项和第三项在畴区域 x_1 至 x_2 内积分零。可得，

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{x_1}^{x_2} (E - E_1) dx = \frac{en_0}{\epsilon} \int_{x_1}^{x_2} [v(E_1) - v(E)] dx \quad (3.22)$$

上式左边表示高场区电压随时间的变化。假定耗尽层中 $n=0$ ，且累积层的宽度远小于耗尽层的宽度，可忽略不计。作 $dx = (dx/dE)dE$ 变换，并结合式 3.18 可得

$$\frac{\partial}{\partial t} V_d = \int_{E_1}^{E_d} [v(E_1) - v(E)] dE \quad (3.23)$$

式中 E_d 是耗尽层和累积层交接处的电场。其意义如图 3-5 所示，对于一个给定的 E_1 和 E_d ，式 3.23 右边的积分表示图中阴影区域 A_1 和 A_2 的面积之差。如果 A_1 比 A_2 面积大，则式 3.23 左边表示的畴内电场呈增加趋势。反之则减小。因此式 3.23 称之为不等面积定理^[67]。当畴生长完毕，畴内电场不再变化，即上式左边为零。则式子右边的积分亦为零，表明右图中两区域面积相等。畴的大小与稳态时畴内外的电场有关。当稳态时的 E_d 接近阈值电场（即图中所示峰值处对应的电场强度），则畴内电场大小差值变小畴宽度减小。如果稳态时电场远离阈值电场，则畴内电场变强，电子积累层与耗尽层宽度变宽，畴宽度变大。

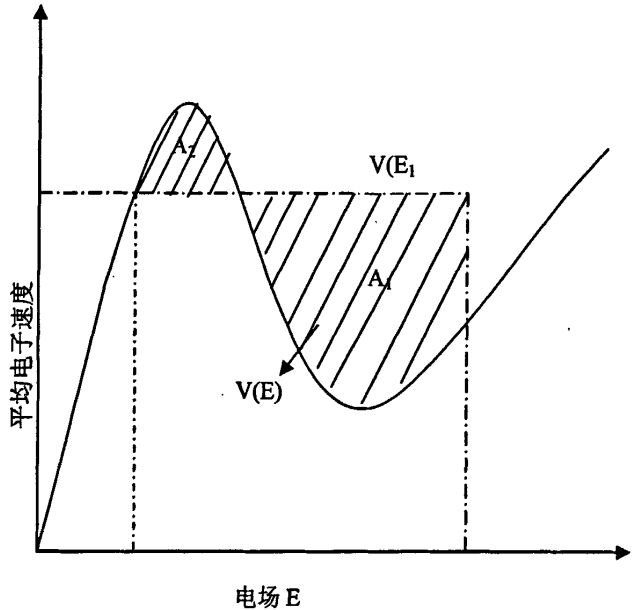


图 3-5 不等面积定理说明

Figure3-5 Explanation of vary area theorem

最后，在 GaAs 器件的非线性模式中至关重要的效应为雪崩碰撞电离。当半导体中的电场增加到某一阈值时，载流子获得足够的能量，从而通过碰撞电离激发电子-空穴对。从碰撞电离得到的电子-空穴对产生率 G

$$G = \alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p \quad (3.24)$$

其中 α_n 、 α_p 为电子电离率，为一个电子或空穴走过单位距离所产生的电子-空穴对数目。

电离率强烈地依赖于电场，可表示为

$$\alpha(E) = \left(\frac{qE}{E_e}\right) \exp\left[-\frac{E_i}{\left(E\left(1 + \frac{E}{E_p}\right) + E_{KT}\right)}\right] \quad (3.25)$$

上式中， E_e 为高场有效电离阈值能量， E_{KT} 、 E_p 、 E_i 分别为载流子要克服散射、光学声子散射和电离散射的减速效应的阈值电场。

若 $E_p > E > E_{KT}$ 时， $\alpha(E) = (qE/E_e) \exp(-E_i/E)$ (3.26a)

或者 $E > E_p$ ，并且 $E > \sqrt{E_p E_{KT}}$ 有 $\alpha(E) = (qE/E_e) \exp(-E_i E_p / E^2)$ (3.26b)

对于 GaAs 或者 InP 等材料，式 3.26b 适用。

3.3 屏蔽效应

用光电导天线产生 THz 辐射，其所辐射的 THz 波的强度主要受空间电荷屏蔽和辐射场屏蔽的影响，对光电导天线的辐射功率产生制约。根据天线的尺寸，这两种屏蔽效应影响大小也不相同。从理论和实验可以得出空间电荷屏蔽主要对小孔径天线产生影响；而辐射场屏蔽主要对大孔径天线产生影响^[43]。

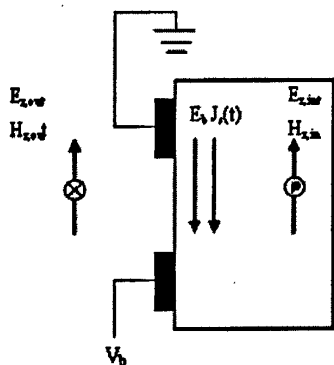


图 3-6 光电导天线辐射屏蔽示意图

Figure3-6 Schematic of saturation in photoconductive antenna

光电导天线辐射电磁波的示意图如图 3-6 所示，其中 E_b 为偏置电场， $J_s(t)$ 为外界偏置电场产生的光电流。 $E_{r,in}(t)$ 和 $H_{r,in}(t)$ 为由于偏置电场的作用，光生电子-空穴对空间分离所产生的天线内建电磁场，这个场即是空间电荷屏蔽场； $E_{r,out}(t)$ 和 $H_{r,out}(t)$ 是瞬态光电流产生的电磁场，即辐射电场屏蔽。从图 3-6 中可以看出，空间电荷分离电场和辐射场的方向都和外加偏置电场方向相反，即对偏置电场起到一个减小、屏蔽的作用，从而对天线的 THz 辐射发射效率起到降低的作用

$$E_{eff}(r,t) = E_b(r,t) + E_{r,in}(r,t) + E_{r,out}(r,t) \quad (3.27)$$

在外加偏置电场的的作用下，入射激光产生的电子和空穴分别向相反的方向作漂移运

动。如果所用的半导体材料完全均匀，且入射激光在照射区域的光强分布均匀，那么载流子的运动只会产生电流，而不会产生空间电荷的积累。而我们使用的材料和入射光光强分布（通常为高斯分布）都不可能均匀，所以电荷屏蔽不可避免。按照静电学的观点，电子-空穴对会在小范围内分离，并建立空间电荷电场，如果有足够多的光子注入，空间电荷电场会不断加强直至外界电场完全被屏蔽。但是电荷分离距离较小，空间电场的只在很短的距离内建立，在小孔径光电导天线或是半导体表面辐射 THz 波的情况下影响较大^[40]。对于大孔径光电导天线，电荷运动到电极两边形成空间电荷，此时间超过激光照射后 THz 波的产生时间（激光照射后约 1ps 产生 THz 辐射，2-3ps 后一个 THz 脉冲序列发射出去）。对于电极间隙为 1mm 的大孔径天线，电子穿过电极的时间在 ns 量级，所以空间电荷屏蔽对大孔径天线 THz 辐射影响较小。近场辐射屏蔽也同样存在于各种电磁波辐射天线中，因为辐射场总是存在的。本文重点讨论辐射场屏蔽对大孔径光电导天线 THz 辐射效率的影响。

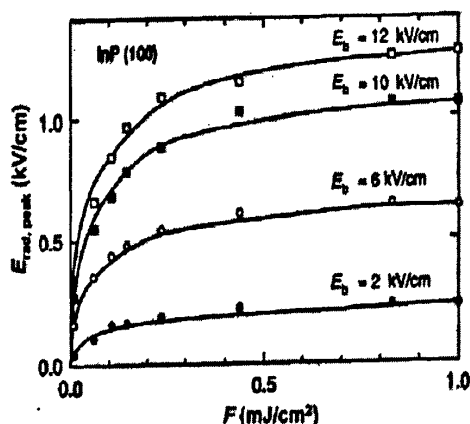


图 3-7 大孔径光电导天线的辐射场屏蔽

Figure 3-7 Near field screening of large-aperture photoconductive antenna

如图 3-7^[40]所示，由大孔径光电导天线辐射出的 THz 强度与偏置电压呈线性关系，在低入射光能的情况下，产生的 THz 振幅同样和入射光能成比例，但是在随着光能逐渐增大，THz 波振幅逐渐偏离与入射光能的线性关系，转而趋于饱和。如上讨论，在大孔径天线中，由于延迟作用，空间电荷产生的屏蔽场几乎不影响 THz 波的辐射。首先由张希成等人报导了大孔径光导天线中的辐射场屏蔽，随后进行了大量深入而细致的研究。

不考虑空间电荷产生的场对天线内部的场的影响，只考虑天线产生的电磁场近场辐射的影响。由麦克斯韦方程组加边界条件可得

$$J_s(t) = -\frac{(1+\sqrt{\epsilon})}{\eta_0} E_r(t) \quad (3.28)$$

其中 η_0 为自由空间阻抗 (377Ω)， $E_r(t)$ 为表面处的辐射场的电场强度。表面的电场为偏

置电场和辐射电场的叠加^[39]。则表面的电流密度可表示为^[41]

$$J_s(t) = \sigma_s(t)(E_b + E_r(t)) \quad (3.29)$$

所以此时在天线表面电流密度可以写成

$$J_s(t) = \frac{\sigma(t)E_b}{1 + \frac{\sigma(t)\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon}}} \quad (3.30)$$

在有偏置电场和入射光存在时,天线的表面电导必然不为零。当 $\sigma_s(t)\eta_0$ 和 $1 + \sqrt{\epsilon}$ 可比拟时,天线中的有效电场迅速减小。我们所关心的是屏蔽效应对远场辐射的影响,光导天线远场辐射表达式为

$$E_{rad}(t) \cong -\frac{A}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \frac{d}{dt}(J_s(t)) \quad (3.31)$$

其中 A 为天线辐射面积。从上式可以看出,近场辐射和表面电流密度成比例,而远场辐射振幅和电流密度的一阶导成比例。

3.4 Drude-Lorentz 模型

至此,上面讨论了载流子的产生和传输的动力学函数。把上述方程结合起来就可以准确地描述决定 THz 射线产生相关的辐射过程。这里介绍基于 Drude-Lorentz 模型的材料响应。首先,简单叙述一下载流子在半导体内部演化的基本物理过程。

在半导体中载流子的超快动力学是相当复杂且被广泛研究的。在讨论中,我们需要考虑在激光触发后瞬间光生载流子对于导致 THz 辐射的瞬态光电流的贡献。其中关键的几个方面包括载流子的热化,载流子在偏压场下的加速运动,载流子通过从高电场获得能量后的碰撞电离,以及载流子通过陷阱陷获和各种复合过程而消失掉。

首先是载流子的热效应。这是由于两个方面的因素产生的。第一个是入射激光脉冲,产生 THz 辐射所用的激光脉冲其脉冲宽度都很短,其峰值功率都很高,在入射瞬间对光电导芯片温度上升很快。由于入射激光光子能量大于 GaAs 的禁带宽度,产生所谓的热载流子,这些热载流子通过与晶格碰撞或是载流子之间的散射把多余的能量传递给晶格,使晶格温度升高而自身带到平衡态。到稳态的持续时间一般主要取决于材料自身特性(包括何种材料、生长工艺、掺杂水平、缺陷浓度等),光照引起的热载流子数目,以及载流子浓度等等。一般典型时间为皮秒范围内。从 THz 辐射的角度考虑,热载流子的传输特性可能很大程度上不同于那些平衡态载流子。并且可以利用两种载流子传输特性之间的不同以致光触发 GaAs 所辐射的 THz 脉冲的不同来研究载流子动力学^[40]。

第二个影响因素便是载流子在偏置电场下的加速运动,这也是对 THz 辐射有着决定性影响的因素。因为 THz 脉冲是由于天线中瞬态变化的电流产生的。所以载流子在偏置电场下的运动决定了初始光电流在天线中时域发展情况。在载流子两次散射的时间间隔内,载流子的运动可以看成是类似于自由粒子的飞行运动的漂移运动。在较低载流子浓度

的晶体材料（比如 SI-GaAs）中，载流子的碰撞导致动量改变主要由声子散射过程决定。在室温下，此散射过程一般不超过几十个皮秒。当入射光产生大量光生载流子，载流子密度较大时，载流子之间的散射过程就不可忽略。当载流子密度在 10^{16} - 10^{18} cm^{-3} 时，其散射时间大约在 10-100fs 范围内。在具体的传输过程中，电子与空穴之间的散射同样占据重要地位，因为碰撞同样可以改变电子和空穴所组成的子系统的动量。所以载流子散射率是描述载流子传输过程的重要参数。

在更长时间以后，需要考虑运动的载流子的衰减因素。在 GaAs 材料中，电子-空穴对的辐射复合是主要的复合机制，但是通常发生在纳秒量级。而更快的载流子消失过程涉及深能级缺陷的陷获过程，如 EL2 能级的俘获，和表面复合过程。同时，运动的载流子的减少也对 THz 辐射有着至关重要的影响。因为载流子的减少同样会引起天线内部电流的变化而对 THz 脉冲产生影响。对于低温 GaAs 和辐射损伤的 GaAs，其载流子寿命较短，一般都在几个 ps 至 fs 量级^[42]，载流子对波形影响较为明显。

Drude-Lorentz 模型虽然很简单，但已经成功描述多种情况下所观测到的 THz 辐射的基本特征。Grishkowsky 已用 Drude-Lorentz 模型描述光电导偶极天线的 THz 光谱。同样，Jepsen 和 Keiding 用 Drude-Lorentz 模型解释了光电导的饱和效应。Drude-Lorentz 模型可以从半经典的玻尔兹曼传输方程在假设载流子的热化时间非常短（其时间小于入射激光脉冲宽度）并且忽略载流子的扩散的情况下得到。这些条件对于所用的 SI-GaAs 大都可以近似满足。并且对于本文所讨论的大孔径光电导天线，其工作温度一般都在室温或室温以上，不存在因为温度的降低导致散射率的下降而使 Drude-Lorentz 模型不适用的情形。而且，在许多不适宜用 Drude-Lorentz 模型的地方，可以用加修正参数的形式使用。

在外加偏置电场和磁场的情况下，不考虑相对论效应，Drude-Lorentz 模型中载流子的运动可写成如下形式

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{\tau} = \frac{e}{m^*} \left(E_b + \frac{v}{c} \times B \right) \quad (3.32)$$

其中， v 、 m^* 和 τ 分别为载流子的速度、有效质量和平均散射时间。为简单起见，假定这些量都是标量，即只考虑沿电场方向分量，而在垂直电场方向认为具有一致性。对于速度和时间参量，可以通过最初的解析方程化简来约去一个量。其散射时间应当分为两类，其一是包括载流子之间、载流子与声子、载流子与杂质等的散射；其二是谷间散射，因为谷间散射改变了电子的有效质量而不能一概而论。偏置电场同样也是时间与空间的函数，电场方向平行于天线表面。光照后，天线内部电导率的不断变化使外电路加在天线两电极上的电压也在不断变化，同时也有载流子屏蔽作用使偏置电场也在不断变化。同时非线性模式下，由于空间电荷畴的形成而使内部电场在不断地进行时空变化。

先作一下简化，认为偏置电场只与外电路有关，而与时间和空间无关。即电场在整个研究的时间段内，在天线内部电场是均匀的，且恒定不变，且不考虑磁场的作用。那么式 3.32 的解可以通过 Fourier 变换到频域， $v(\omega) = \mu(\omega)E(\omega)$ 。迁移率可以表示为

$$\mu(\omega) = \mu_{dc} \frac{1}{1 - i\omega\tau} \quad (3.33)$$

其中 $\mu_{dc} = e\tau/m^*$ 是与频率无关的直流迁移率。在时域内等价结果为

$$\mu(t) = \frac{\mu_{dc}}{\tau} \exp(-t/\tau) \quad (3.34)$$

对于任意的入射光脉冲所产生的电流，如果超快激光脉冲在时间 t_0 照射到半导体表面，在 $t = t' + t_0$ 时刻，半导体中的电流密度为

$$J(t, t_0) \propto N(t, t_0) \exp(-t'/\tau_c) (1 - \exp(-t'/\tau)) E_b \quad (3.35)$$

载流子在光照下随指数上升，也会按指数下降。所以总载流子数目同时受光照和衰减两方面影响^[37-42]。现在通过 Drude-Lorentz 模型来表示 THz 辐射场的波形和光谱。结合大孔径光电导天线的特征，即电极间隙远大于 THz 波长，光电导天线中普遍存在的电荷屏蔽和辐射场屏蔽，其中以辐射场屏蔽占主导地位。载流子寿命分别取 0.1ps、0.5ps、1.0ps、2.0ps 和 5.0ps 时，动量弛豫时间取 30fs，并且取入射激光脉冲宽度为 80fs，电子和空穴的复合时间为 10ps，偏置电场 $2 \times 10^4 \text{V/cm}$ 。通常在实验中激光脉冲即在 100fs 左右，且有散射时间大于入射激光脉冲，满足先前 Drude-Lorentz 模型的要求，如图 3-8^[65]。

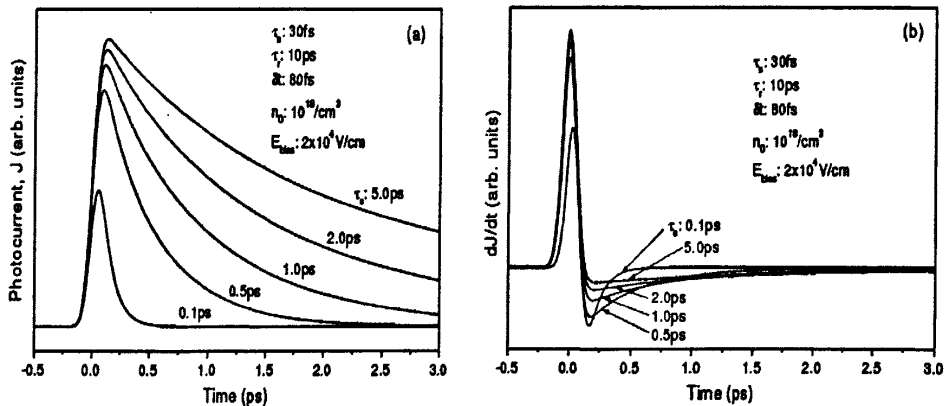


图 3-8 电流波形 (a) 和电流对时间一阶导 (b) 的模拟图

Figure3-8 Simulation of current waveform and first time derivate of photocurrent.

3.5 载流子浓度的变化和加速度对 THz 辐射的影响

从光电导天线辐射出的 THz 波远场可用 3.31 式表示，其中电流可写作

$$J_s(t) = env \quad (3.36)$$

这里没有考虑空穴的作用，因空穴对电流的贡献较小。把 3.36 式带入 3.31 可得到

$$E_{rad} \propto \frac{\partial n}{\partial t} v + n \frac{\partial v}{\partial t} \quad (3.37)$$

从上式可以看出，远场辐射的振幅正比于载流子密度的变化和载流子的加速度。

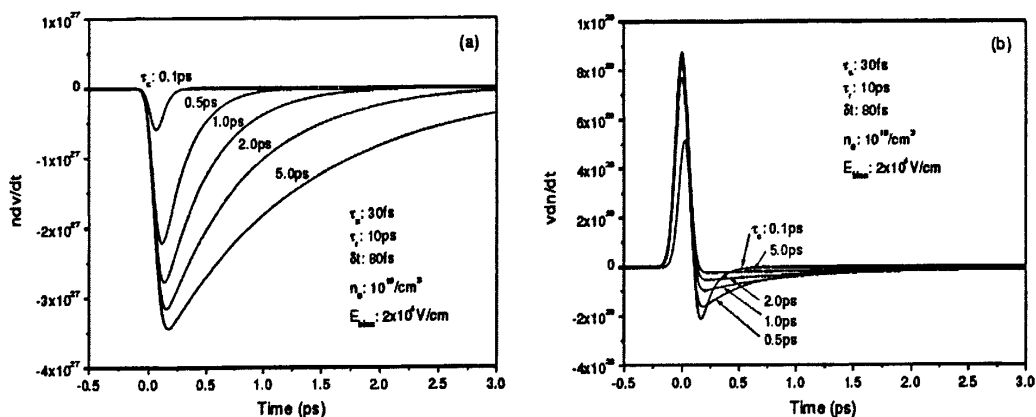


图 3-9 ndv/dt(a)和 vdn/dt(b)对 THz 辐射的贡献
Figure3-9 The attribution of ndv/dt and vdn/dt to THz radiation.

在图 3-9 中^[65]，分别是对 ndv/dt 和 vdn/dt 的模拟结果，ndv/dt 的值有 3.5×10^{17} ，而 vdn/dt 的值达到了 9×10^{18} ，都是绝对值。由载流子加速产生的 THz 辐射波形与载流子的衰减曲线相似。由载流子密度的变化产生的 THz 辐射强度远大于由载流子的加速产生的辐射强度。那么结合式 3.28-3.31 可以得出

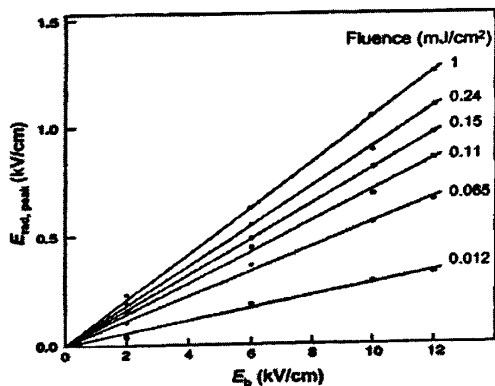


图 3-10 远场辐射振幅与偏置电场和入射光能量之间的关系
Figure3-10 The relationship among far-field radiation, biased voltage and incident laser energy

$$E_{rad}(t) \propto E_b \left(\frac{1 + \sqrt{\epsilon}}{\sigma(t)\eta_0 + 1 + \sqrt{\epsilon}} \right) \cdot \frac{\partial n}{\partial t} \quad (3.38)$$

其中已把载流子的加速产生的 THz 辐射部分忽略掉（因其对 THz 辐射贡献较小）。从式 3.38 中可以看出，对于相同的入射光能，即在天线表面产生的光电导 $\sigma(t)$ 变话相同，远场辐射振幅正比于偏置电压。并且随着触发光能量的增大，辐射屏蔽开始起作用，相同电压间隔内的辐射振幅的增量逐渐减小，如图 3-10 所示^[66]。

3.6 本章小结

在这一章中, 论述了 SI-GaAs 光电导天线的载流子动力学。天线内部载流子受到触发光脉冲、偏置电场以及材料固有特性的影响。入射光脉冲在空间和时间上都是高斯分布。特别是光脉冲功率在时间上的高斯分布对载流子的产生率有较大的影响, 有时载流子的产生时间不可忽略。另一个偏置电场, 以及在高场下 GaAs 材料的特性决定了载流子的运动规律。其中尤为重要是 GaAs 材料的多能谷结构和缺陷能级。并且介绍了常用来描述 THz 辐射中载流子动力学行为的 Drude-Lorentz 模型, 并根据此模型分析了载流子密度的变化产生 THz 辐射的振幅和载流子的加速产生的 THz 辐射的振幅的大小。对大孔径光电导天线有着重要影响的辐射场屏蔽进行了描述, 得出 THz 辐射场随着入射光强的增大而达到饱和, 而在特定光强的触发下, THz 辐射振幅随偏置电压的增大而线性增加, 并且随着入射光能的增大, 此增量逐渐减小。

4 非线性模式下 THz 波产生分析

4.1 THz 波产生的实验条件

制作天线的材料，我们选用半绝缘砷化镓。实验中要求材料具有高的暗态电阻，以便可以承受较高的偏置电压；还要有较高的电子迁移率，可得到高速响应。另外还需要优良的电光性能。SI-GaAs 与其他常用材料的比较见下表

表 4-1 常用半导体材料的性质

Tab.4-1 Characteristic of semiconductors

	硅 (Si)	金刚石 (C)	磷化铟 (InP)	半绝缘砷化镓
迁移率($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	1500	1900	10^4	8500
禁带宽度(eV)	1.1	5.5	1.3	1.4
暗态电阻率($\Omega \cdot \text{cm}$)	10^4	10^{16}	$>10^7$	10^8
击穿强度($\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$)	10^4	10^3	>200	250
载流子寿命(ns)	10^3	1	<1	0.1
热导率($\text{w} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}$)	1.3	20	0.8	0.5
相对介电常数	11.8	5.55	12.4	12.9

从比较中可以看出，SI-GaAs 的材料性能具有耐高压，响应速度快的特点（虽然从比较中可看出，这些参数对于 SI-GaAs 不是最高的，但是其性能较为平均，唯一不足就是热导率不高，此影响天线工作时散热）。天线结构如图 4-1

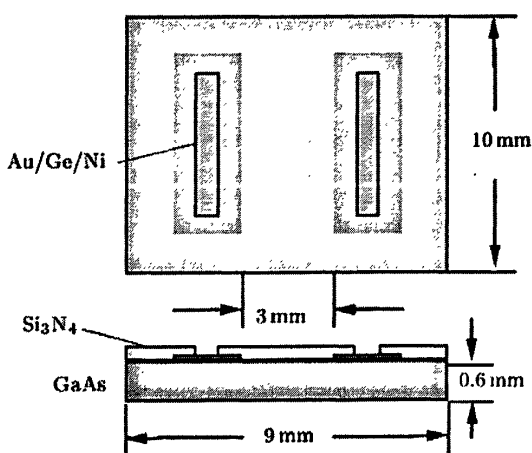


图 4-1 光电导天线结构图

Figure4-1 Schematic of photoconductive antenna

天线尺寸如图所标示，芯片厚度为 0.6mm，电极尺寸为 10.0×6.0mm。在 GaAs 基片上用电子束蒸发工艺淀积 900nm 厚的 Au/Ge/Ni 合金电极，再经过退火处理与 GaAs 形成欧姆

接触。天线电极和间隙部分使用 Si_3N_4 薄膜覆盖保护以提高天线的耐压能力。考虑到天线在触发过程中会产生大量热能, 选用聚四氟乙烯玻璃纤维复铜板或是 Al_2O_3 陶瓷复铜板作为微带传输线连接芯片和外电路, 以加强散热。实验触发和测试系统主要包括飞秒脉冲激光器、天线芯片及外部供电电路和 THz 辐射探测系统。所用激光器为钛宝石飞秒激光器, 输出功率为 300mW, 脉冲宽度为 14fs, 脉冲重复频率为 75MHz, 波长为 800nm。

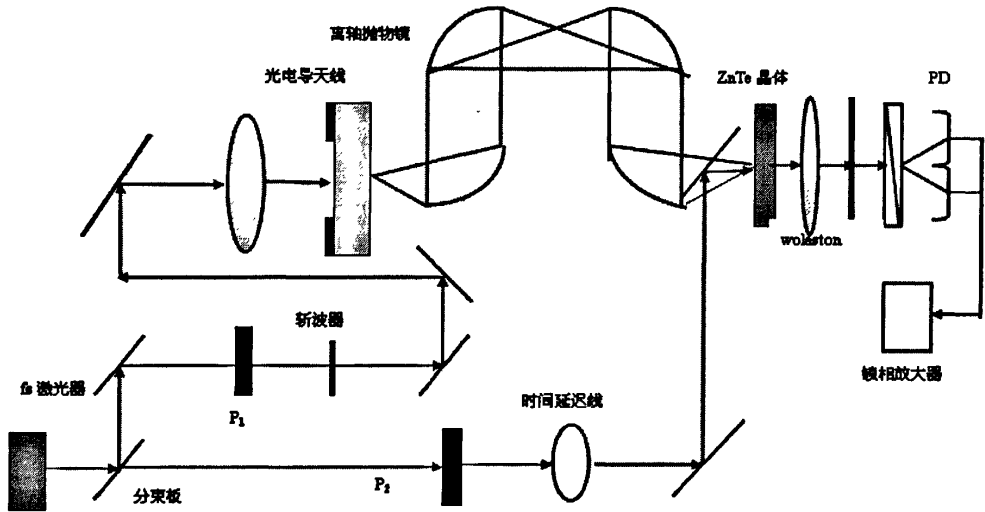


图 4-2 光电导天线产生 THz 波实验测试系统

Figure4-2 Experiment setup of THz radiation from photoconductive

飞秒激光首先经过分束镜分成两束, 一束为触发光, 另一束为探测光。触发光与探测光光能之比一般为 10: 1。触发光经过偏振片、斩波器、反射镜和准直透镜等进入光电导天线芯片。通过光电导天线发射出 THz 脉冲。THz 脉冲通过离轴抛物镜聚焦到 ZnTe (110) 电光晶体上。探测光束经过起偏器、时间延迟线等也到达 ZnTe 晶体上同一个位置。如果没有 THz 脉冲信号, 光电二极管 PD 接收到的两束偏振光大小相等, 通过锁相放大器检测到的输出为零。当 fs 激光在天线中产生 THz 脉冲, 此 THz 脉冲与探测光脉冲同时入射到 ZnTe 电光晶体中, 探测脉冲的偏振态被 THz 脉冲电场所调制, 在所锁相放大器中产生与 THz 脉冲电场成比例的电流输出。通过时间延迟装置改变探测光脉冲与 THz 脉冲的光程差, 是探测脉冲在不同的时刻对 THz 脉冲的电场强度进行取样检测, 可以得到 THz 辐射脉冲的时域波形^[46]。

在 SI-GaAs 光电导天线两电极之间直流偏置电压为 540V 时, 用斩波器对入射的 fs 激光脉冲进行整形。斩波后入射激光的平均功率为 130mW。由此可得入射激光单脉冲能量约为 1.5nJ。所检测到芯片中光电流为 1.3mA。所得到的 THz 脉冲波形及频谱图如图 4-3 所示。其峰值功率大约位于 0.5THz 处, 频谱宽度大于 2THz, 脉冲宽度约为 1ps。在保持电压不变, 增大入射光能的情况下, 得到 THz 脉冲的相对振幅如图 4-4 所示。随着光能

的增大，曲线逐渐偏离线性关系，可验证出辐射场屏蔽的相同的结果。

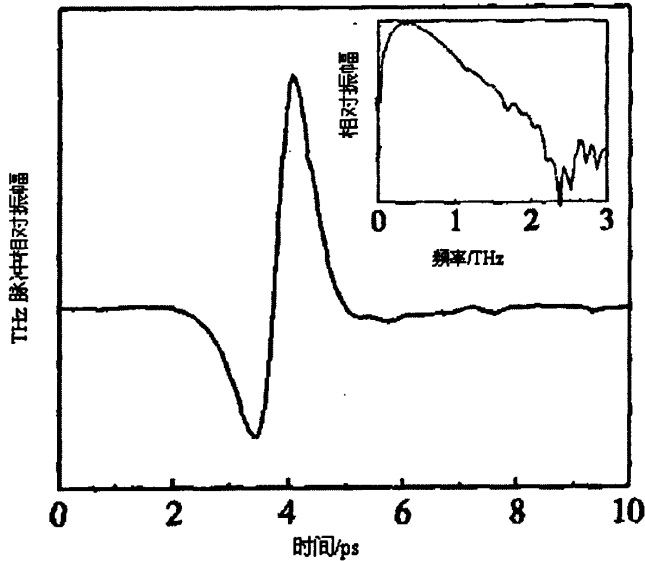


图 4-3 THz 波时域波形和频谱图

Figure4-3 Time-domain waveform and spectrum of THz pulse

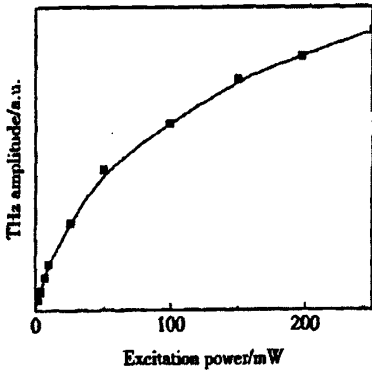


图 4-4 THz 脉冲振幅随入射光能的变化关系

Figure4-4 Relationship of amplitude of THz pulse and incident light energy

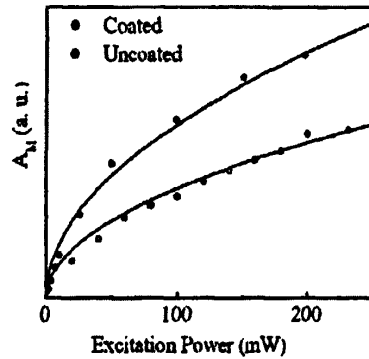


图 4-5 用 Si_3N_4 封装和未封装的天线辐射 THz 波相对强度

Figure4-5 Relative THz intensity with Si_3N_4 coated and uncoated photonic antenna.

对于本征电离强度达到 250kV/cm 的 SI-GaAs 材料制成的天线，其偏置电场不可能达到上述数值。原因为表面闪络严重降低了天线的耐压强度。当用 Si_3N_4 对天线进行封装后，天线的耐压强度明显增强。又因为天线所辐射的 THz 波强度与偏置电压成正比，所以得到了 4-5 图所示的图形。

4.2 非线性模式对于飞秒激光入射光能的要求

对于上述实验条件，在理想情况下，其入射的光子全部被吸收并且转化为电子空穴对。

对于入射光平均功率在几百个毫瓦, 以 130mW 计, 重复频率在 75MHz, 可得单脉冲能量为纳焦量级, 我们取单脉冲能量为 2nJ, 光子全部吸收后, 转变成电子-空穴对数目为

$$n = E_s/h\nu \quad (4.1)$$

其中 E_s 为单脉冲能量, 对于波长为 800nm 的入射光, 在极限情况下, 电子空穴对的数目为 1.3×10^{10} 个。则天线的通态电阻为

$$R_{on} = \frac{L^2 h\nu}{E_s q\mu} \quad (4.2)$$

其中 E_s 为单脉冲能量, 把上述数值带入可得, 天线的通态电阻为 $8 \times 10^3 \Omega$. 对于实际情况, 测得的电流为 1.3mA, 那么简单计算可得电阻为 $415 \times 10^3 \Omega$. 如此大的差别, 我们可考虑触发时光能在触发光路中的损失以及触发光在半导体表面的反射, 触发光光斑区域对天线电阻的影响, SI-GaAs 对触发光吸收后产生电子-空穴对的量子效率不为 1 以及导通后天线两端的电压下降造成的。如果单纯认为电阻的增大是由于芯片吸收光子后生成电子-空穴对的量子效率影响, 那么可计算为

$$\eta = \frac{n_0}{n} = \frac{R_{on}}{R_r} = 1.9\% \quad (4.3)$$

其中 n_0 和 n 分别为实际电子-空穴对数和量子效率为 1 的理想情况下的电子-空穴对数。 R_{on} 和 R_r 分别为其对应的通态电阻。此为不考虑其他效应及载流子的衰减。对于 SI-GaAs 材料, 其载流子寿命大约为 100ps。对于入射激光脉冲宽度只有 14ps, 在触发瞬间可不考虑载流子的复合等, 认为载流子的浓度不发生改变。则触发瞬间的载流子浓度可得

$$n = N/whl \quad (4.4)$$

计算可得上述条件下触发天线中的载流子密度为 $7.2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$. 对于 GaAs 材料, 形成畴的必要条件为

$$n \times L > 10^{12} \text{cm}^{-2} \quad (4.5)$$

其中 n 为载流子密度, 显然在 2nJ 单脉冲入射能量的条件下不满足上面的要求。对于电极间隙是 3mm 的天线来说, 如果正好能满足式 4.5 的条件, 那么其载流子密度应为 $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$. 那么所对应的电子-空穴对数目为 $n = 3 \times 10^{12} \cdot V$, V 为芯片体积, 并利用上面所得出的量子效率 1.9%。可以得出必要的单脉冲入射光能为 0.7uJ。如果重复频率不变的话, 即为 75MHz, 那么此飞秒激光的平均功率为 52.5W。如此大的功率, 对于一般实验中所用的到的激光器都很难满足要求。如下表是世界上几个著名激光器厂家生产的激光器的技术指标。从中可以看出, 一般商用的 fs 激光器很难满足光电导天线对非线性模式时所必需的光能要求。其中单脉冲能量满足要求, 而其波长又不满足 (对于 GaAs 光电导天线, 入射光子能量大于 GaAs 材料的禁带宽度 1.42eV)。

表 4-2 主要商用 fs 激光器技术参数

Tab.4-2 Main parameter of commercial fs laser

公司	Clark-MXR	Coherent	Coherent	Photonics
型号		Chameleon	Mira Optima 900-F	Fiber laser
脉冲宽度(fs)	<250	<140	<130	<100
峰值波长(nm)	1030	690-1040	700-980	1560
单脉冲能量	0.8uJ	20nJ	0.2uJ	4nJ
平均功率 (W)	20	<2	<18	40mW
重复频率 (Hz)	25M	90M	76M	10M

对于如图 2-8 所示的 SI-GaAs 光电导天线非线性模式的光电阈值,从图中可以看出,偏置电压越大,则所需的入射光能越小。正如前面所述,当偏置电压过大,会引起天线表面放电。实验中已用 Si_3N_4 薄膜对电极进行封装,相对裸露的芯片来说,可以有效地增大偏置电压。在实验中以达到 35kV/cm 的电场,远大于芯片裸露时的偏置电场。按照 2-8 图的实验条件,偏置电场取较容易实现的 10kV/cm ,所对应的激光脉冲光能为微焦量级。而在阈值电场附近则要求 1.6mJ 的单脉冲能量,远大于上面计算所得出的光能要求。说明偏置电压在阈值附近,形成畴时所要求的载流子浓度较大,而在偏置电场较高时,对入射光能要求较低,但也必需满足式 (4.5) 的要求。

4.3 屏蔽效应对非线性模式的影响

在上一章的讨论中可知,对于大孔径光电导天线辐射电磁波时,天线内部的电场受辐射场的影响较为严重,可表示如下

$$\frac{E_{\text{eff}}}{E_b} = \frac{1 + \sqrt{\epsilon}}{1 + \sigma_s(t)\eta_0 + \sqrt{\epsilon}} \quad (4.6)$$

其中 E_{eff} 为天线内部存在辐射场屏蔽的情况下的有效电场强度, E_b 为外电路加载在天线两端的偏置电压, $\sigma_s(t)$ 为天线触发后的表面电导, η_0 和 ϵ 分别为自由空间阻抗和 SI-GaAs 的介电常数。天线的表面电导定义如下

$$\sigma(t) = \frac{e(1-R)}{h\nu} \int_{-\infty}^t \exp(-(t-t')/\tau_{\text{car}}) \cdot \mu(t-t') I_{\text{opt}}(t') dt' \quad (4.7)$$

其中 τ_{car} 和 μ 分别为光生载流子寿命和迁移率, I_{opt} 和 R 分别为入射光强和反射率。这里迁移率的改变要比入射光脉冲光强的变化慢,同时电导率的增加也是一样,对于 100fs 以下脉冲宽度的激光触发,电导率的变化要慢于入射光强的变化。由于空穴的瞬态迁移率远远小于电子的瞬态迁移率,在这里同样忽略空穴的作用。最大表面电导为

$$\sigma_{\text{max}} = \frac{e(1-R)\mu E_a}{h\nu} \quad (4.8)$$

μ 为电导达到最大时的迁移率。同样条件, 对于入射单脉冲能量 1 μ J, 以满足 4.5 式的载流子密度要求。可算得式 (4.6) 数值为约为 0.2。即对于当入射激光能量满足要求时, 则载流子的可以满足要求时, 而辐射场屏蔽对天线内部本身的偏置电场的影响已经使天线内部场强发生严重变化。此时, 天线内部的有效电场强度只有未触发前的 20%, 可估计如果原先偏置电场为 10kV/cm, 那么屏蔽以后的场强已只有 2kV/cm, 这么大的场强已不能非线性中产生非线性效应, 即天线已不能进入非线性模式。然而近场辐射屏蔽只在有电磁辐射时存在。当 THz 脉冲辐射过后, 辐射场屏蔽消失或减弱, 天线两端电压又恢复到原值。此后由于偏置电场超过非线性模式的阈值电场, 且载流子浓度可满足形成光激光电荷畴的要求, 天线工作于非线性模式。

4.4 lock-on 效应对触发的影响

如第一章所述, 如果天线工作于非线性模式, 那么其电流波形存在长时间的 lock-on 锁定电压。我们考虑在 lock-on 电压存在时, 第二个触发光脉冲到达天线芯片表面时的情形。在 lock-on 效应产生时, 芯片两端电压基本保持不变。SI-GaAs 体内存在大量的碰撞电离和辐射复合。所以体内的载流子密度至少大于 $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。如果这时再有入射光照射的, 会在瞬间增加芯片体内载流子浓度, 从而增加芯片温度或发生强烈的电击穿而使芯片失效。

在天线工作于非线性模式时, 天线的击穿按击穿机理可分成两类, 热击穿和电击穿。这两种击穿都对天线在高压强光下工作带来困难。首先来看热击穿, 天线在导通后的 lock-on 维持阶段伴随有丝状电流产生。丝状电流通道中碰撞电离等相当强烈, 致使材料的结合键断裂。由于电场的作用, 通过载流子不断的把电场的能量传递为光导芯片使芯片温度上升。当温度达到临界温度时即发生绝热击穿。GaAs 的熔点为 1238 $^{\circ}\text{C}$ 。而 Au/Ge/Ni 合金电极在 350 $^{\circ}\text{C}$ 即开始熔化, 在稍低的温度下电极已经开始失效。所以 SI-GaAs 天线的工作温度不能高于 200 $^{\circ}\text{C}$ 。

第二类击穿为电击穿, 特别是在非线性模式中, 由于不均衡引起局部电场迅速增强而超过 GaAs 材料的本征击穿场强。大量电子在强电场的作用下, 和晶格碰撞从而使晶格被破坏, 使晶体发生不可逆转的变化。这些被破坏的晶格一些成为电子陷阱。当电子陷入陷阱中, 随着时间的发展, 电子陷阱不断增加。当陷入电子数达到某一阈值时, 在芯片体内形成一条由陷入电子构成的导电通道。通道内的电流迅速增大导致击穿。同时, 电流丝内的大电流也会产生大量的焦耳热使材料温度上升。所以天线的热击穿和电击穿的同时发生的, 其总的效应决定天线的性能。

天线芯片温度与时间的关系可写作

$$\Delta T = \frac{E_a}{h\nu} \cdot \frac{E^2 e \mu}{\rho c \cdot V} \cdot \frac{t_p}{\tau_p} \cdot \Delta t \quad (4.9)$$

其中 E 为电场强度; t_p 和 τ_p 分别为入射激光脉冲宽度和脉冲间隔时间; $\rho = 5.316 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$,

并且 $c = 0.36 J \cdot g^{-1} \cdot K^{-1}$ 。对于电极间隙为 3mm 的开关，入射能量 1 μ J，偏置电压 10kV。若其工作在线性模式，天线的导通时间远远大于线性模式，可暂时不考虑电脉冲的占空比，由此得到由室温到 200 $^{\circ}$ C 的时间为 8ps。由此可见在高电压、强光触发下天线在瞬间即失效。如果触发后以及整个导通过程中只有最初的一次光脉冲入射，那么利用式 (4.9) 可以算得天线的击穿时间为 0.8ms。对于非线性模式的 lock-on 导通时间随着外电路的供电能量的大小而有不同。最大的 lock-on 延迟时间在 us 量级，如果认为在非线性模式下的整个导通时间大约为 10us，则入射光脉冲频率在 100kHz 以下可保证天线因热击穿而失效的可能性很小。然而电击穿还是存在的，并且随着电场的增大，电击穿对芯片材料的破坏越大。

光导芯片中丝状电流与光控预击穿和辐射复合有关，而且当电场很强时，光控预击穿可转变为不可控的击穿。碰撞电离过程中，载流子的倍增过程可表示为

$$n(t) = n_0 \exp(\alpha_i vt) \quad (4.10)$$

式中 α_i 为碰撞电离系数， v 为电子运动速度， t 为时间， n_0 为碰撞电离初始载流子浓度。如果与碰撞电离对应的临界载流子浓度为 n_c ，用有效电离系数 $\alpha_{eff} = 1.8 \times 10^{-35} E^7 (1/cm)$ 代替得

$$n(t) = n_0 \exp(\alpha_{eff} vt) \quad (4.11)$$

从上式中可以看出，如果初始载流子浓度较大，且偏置电场较高，则载流子浓度按 e 指数上升。一般在发生雪崩碰撞电离的光激发电荷畴内，当发生雪崩击穿时的电压都在 250kV/cm 左右。偏置电场越强，雪崩碰撞电离越严重，对天线的损害越厉害。

4.5 屏蔽效应消失后的过程

对于半绝缘砷化镓光电导偶极天线，采用非线性触发，相对于线性模式下，在相同的入射光能下，那必然具有更大的偏置电压。根据式 (4.5)，则对于在非线性和线性模式下的同一个器件，非线性下的载流子浓度肯定要比线性下要高。如果入射光脉冲具有相同的形状和脉宽。那么在触发过程中，非线性模式要有比线性模式更快的载流子变化率。据第三章的讨论，在 THz 辐射中，由载流子浓度变化产生的辐射占主要成分。那么在如上条件下，非线性模式下得 THz 辐射强度大于线性模式下的。

如果入射光脉冲宽度不同，仅仅是非线性模式下的入射能量大于线性模式下的入射能量。在非线性和线性模式中，耿畴形成所用时间可以分为三个部分：主能谷能量积聚时间，主能谷跃迁到卫星谷时间，由砷化镓材料的微分负阻效应产生的载流子的集聚时间。当有耿氏电荷畴产生之后，天线中的畴内电场被加强，而畴外电场被减弱了。但是在载流子被转移到卫星谷之前，半绝缘砷化镓天线中的电场可认为是均匀的。在中心能谷上能量积聚平均时间为 3ps，而飞秒激光器照射半绝缘砷化镓光电导天线产生 THz 辐射的时间限度在 2-3ps。即在线性模式的最初 2-3ps 内，具有和线性模式下相似的物理过程。又因为加大

偏置电压是提高 THz 辐射的直接办法,如图 4-5 中裸片于覆盖有 Si_3N_4 天线之间的比较。如果在非线性模式下较线性模式下具有更大的电压,辐射出的 THz 波应该更强。

在几个皮秒之后,由于电荷的积累而形成 Gunn 畴,畴内电场迅速增强并超过半绝缘砷化镓的雪崩碰撞电离场强。则畴内电子的加速度可估算出

$$a = \frac{eE}{m} \quad (4.12)$$

其中电场采用半绝缘砷化镓击穿场强 250kV/cm ^[37], 电子有效质量采用卫星谷中有效质量 $m^*=0.55m_0$, m_0 为电子静止质量。可得加速度大约为 $10^{17}\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ 。电子在 SI-GaAs 中的饱和运动速度为 10^7cm/s 。此加速度对应的辐射频率亦在 THz 波段。同时又有畴内雪崩碰撞电离,畴内电子浓度迅速上升。在天线中电流密度方程为

$$J_s(t) = en(t)v(t) \quad (4.13)$$

并把 4.11 式和上式带入 3.31 式中,可得如下方程

$$E_{rad} \propto \frac{\partial J}{\partial t} \propto ev \frac{\partial n}{\partial t} \propto n \cdot v^2 \cdot \alpha_i \cdot \exp(\alpha_i vt) \quad (4.14)$$

我们取 $t=1\text{ps}$, $E=250\text{kV/cm}$, $n=10^{17}\text{cm}^{-3}$, $v=10^7\text{cm/s}$, 估算得出的 E_{rad} 在 10^{29} 数量级,与文献[38]中结果类似。根据上述推论,在畴的生长期间也会有 THz 波辐射。

综合考虑上述讨论,一旦有 THz 辐射的产生,辐射场屏蔽即会起作用,使天线两端的电压下降,形成的光激发电荷畴又会消失。所以 THz 辐射有使工作在非线性模式的天线重回到线性模式的能力。然而光激发电荷畴的消褪正如形成一样,需要一定的时间,大约在皮秒量级,在这段时间内可辐射一个 THz 脉冲。

4.6 本章小结

针对非线性模下载流子变化的特征,讨论了入射光能量对非线性模式的影响,得出非线性模式需要高能飞秒激光器的要求,并且收集了一些国际商用激光器厂商的参数资料,得出一般商用飞秒激光器的入射光能很难满足光电导天线非线性模式的需要;计算了在产生非线性模式的触发条件下,所产生的屏蔽效应对原有的偏置电场的影响。在非线性和非线性触发条件下,天线内部的有效电场只有偏置电场的 20%,当偏置电压和入射光能更高时,这一数值还要下降。得出有效电场被近场辐射场大大削弱,以致使得天线不能工作在非线性模式;同时,较长时间的 lock-on 维持电压的存在,降低了触发频率。此种情况下只有当 lock-on 电压消失后才可以进行下一个触发,否则天线中电流将极大地增强,以致将对天线产生永久性破坏。由于触发频率的下降大大减弱了辐射功率,这与大功率的要求相悖;当辐射屏蔽消失后,天线中电场恢复为偏置电场并在天线体内形成光激发电荷畴,计算了电子在畴内由于电荷畴内的高场而加速引发的辐射,其频率亦在 THz 波段,而且畴内雪崩碰撞电离引发的载流子密度的变化会引发天线的电流变化,同样计算了此变化引发的辐射强度。其结果表明此变化亦能有较强的电磁辐射。

5 结论

5.1 结论

鉴于 THz 辐射的巨大应用前景, 各国研究机构都在花费大量人力财力开发方便可靠, 高功率 THz 波源。光电导天线作为其中一种重要的产生方法, 我们已经在 SI-GaAs 光电导天线的线性模式下探测到振幅较强的 THz 辐射。而对于 SI-GaAs 天线的非线性模式正处于研究阶段。分别考虑了入射光能, 辐射场屏蔽效应和 lock-on 维持阶段等对光电导天线在非线性的模式下对 THz 脉冲辐射的影响。对于作为触发光源的 fs 激光器, 一般作为商业用途的激光器其平均功率较小, 当脉冲能量很难达到要有。高功率的 fs 光源只有在世界少数几个先进实验室才有, 而且一般随着功率的升高其光脉冲重复频率都会下降, 有的降到了 100Hz 以下。这种触发光源对于光电导天线的应用前景亦不大。另一个较为严重的影响即是辐射场屏蔽。天线表面的瞬态光电流产生的辐射场电场方向在天线表面与偏置电场相反, 即天线内部有效电场会因为近场辐射场的作用而减小, 计算得到在满足非线性载流子密度的条件下, 最终的有效电场只有偏置电场的 20%。如果入射光强进一步增大, 产生的辐射场会把偏置电场完全屏蔽掉。所以, 只要有 THz 辐射的存在, 即会减弱原有的偏置电场, 从而使天线内部电场低于非线性模式的阈值电场。等到辐射场屏蔽消失后, 由于偏置电场和载流子密度都满足非线性要求, 天线会进入非线性模式, 由于雪崩碰撞电离辐射 THz 波。并且在 THz 波的近场屏蔽作用下使天线两端电压下降并重回到线性模式, 在这期间可辐射一个 THz 脉冲。第三个影响因素为 lock-on 维持阶段。如果用重复频率为 75MHz 的脉冲光触发天线, 那么第一个脉冲触发过后天线会有一个较长的 lock-on 维持阶段, 一般可达到 us 量级。当第二个光脉冲到达天线表面时, 天线仍处于 lock-on 维持阶段。在这种情况下, 天线内部载流子浓度迅速增加, 致使天线内的电流迅速上升, 从而使天线温度超过阈值温度而失效。或者在天线内部激发强烈的雪崩碰撞电离, 使 GaAs 材料发生破坏而使天线失效。所以在非线性模式下, 辐射 THz 波较为困难, 收到多种因素的制约。并且辐射场屏蔽致使芯片体内电压达不到非线性模式的阈值电压。辐射场屏蔽发生在有光电流变化时, 当光电流趋于稳定时, 芯片体内的有效电压又恢复到初始值。此时如果两端的偏置电场超过阈值电场, 那么会在天线体内形成光激发电荷畴, 计算了电子在畴内由于畴内的高场而加速引发的辐射, 其频率亦在 THz 波段, 而且畴内雪崩碰撞电离引发的载流子密度的变化, 同样计算了此变化引发的振幅强度。并且比较了相似情况下的模拟结果。其结果表明此变化亦能辐射较强的电磁辐射。

5.2 下一步工作设想

(1) 根据前面分析, 首先需要寻求大功率飞秒激光器, 以可以满足光电导天线对于入射光能的要求。

(2) 如果能获得大功率的飞秒激光, 那么在大孔径光电导天线在触发后, 其偏置电

场要受到辐射场的影响而使天线的有效电场变小。天线在此时不能满足非线性的电学阈值条件而不能进入非线性模式。但当辐射场屏蔽消失，电场又恢复，在实验上可能观测到在 THz 脉冲过后，天线进入非线性模式。

(3) 在天线进入非线性模式后，由雪崩碰撞电离产生的电流变化对应的电磁辐射还有待探测。

致 谢

本文是在施卫教授精心指导和谆谆教诲下完成的。在硕士期间，从施卫教授那里学到的不仅仅是许多宝贵的知识，还有他那严谨的治学态度和勤奋、拼搏进取的敬业精神。在论文写作期间，施卫教授以其渊博的知识、敏锐的洞察力和广阔的思路指明研究问题的关键和研究方向，使得论文工作得以继续下去。并且，从本科到研究生期间，他在生活、做人方面的教诲使我受益匪浅。施卫教授的学术思想和对待科学的态度都将影响我的一生。衷心的感谢他对我的关怀与指导！

硕士期间得到众多老师的帮助和关心。感谢张显斌、李恩玲、唐远河、吕惠民、田立强、贾婉丽、屈光辉、苑进社老师在硕士期间的指导！

感谢硕士研究生高绍兵、曾骏、王珂、孙小芳、胡辉、苏新武、王玥在硕士期间的积极讨论和帮助！

感谢我的父母和我的女友对我的支持！

参考文献

- 【1】周泽魁, 张同军, 张光新. 太赫兹波科学与技术[J]. 自动化仪表, 2006, 27(3):1-6.
- 【2】刘盛纲. 太赫兹科学技术的新发展[J]. 中国基础科学, 2006, 15(2):7-12.
- 【3】王秀敏, 徐新龙, 李福利. THz 技术进展[J]. 首都师范大学学报(自然科学版), 2003, 24(3):17-26.
- 【4】姚建铨, 路洋, 张百钢等. THz 辐射的研究和应用新进展[J]. 光电子激光, 2005, 16(4):503-600.
- 【5】张兴宁, 陈稷, 周泽魁. 太赫兹时域光谱技术[J]. 激光与光电学进展, 2005, 42(7):35-38.
- 【6】程兆华, 祝大军, 刘盛纲. THz 探测技术研究进展[J]. 电子测量与仪器学报, 2005, 19(4):1-5.
- 【7】曹俊诚. 太赫兹半导体探测器研究进展[J]. 前沿进展, 2006, 35(11):953-956.
- 【8】曹俊诚. 太赫兹辐射源与探测器研究进展[J]. 功能材料与器件学报, 2003, 9(2):111-117.
- 【9】曹俊诚. 太赫兹量子级联激光器研究进展[J]. 物理, 2006, 35(8):632-636.
- 【10】李福利, 任荣东, 王新柯等. 太赫兹辐射原理与若干应用[J]. 激光与红外, 2006, 36:785-791.
- 【11】孙红起. 太赫兹时域光谱系统的性能研究[D]. 北京: 首都师范大学, 2007: 39-40.
- 【12】陈钰玲. 太赫兹量子阱探测器的研究[D]. 上海: 中国科学院微系统与信息技术研究所, 2006: 10-14.
- 【13】刘思力. 大功率 GaAs 光导开关时域特性研究[D]. 南宁: 广西大学, 2006: 25-48.
- 【14】张兴宁. 太赫兹应用技术研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2005: 22-25.
- 【15】王路威. 自由电子激光器的发展及其应用[J]. 成都大学学报, 2005, 24(3):174-178.
- 【16】刘静, 舒挺, 张军. 欧洲自由电子激光研究进展[J]. 激光与光电学进展, 2007, 44(6):43-48.
- 【17】常青, 杨冬晓, 王亮等. 大孔径光导天线技术产生太赫兹波的研究[J]. 激光技术, 2006, 30(6):574-577.
- 【18】徐岳生, 张春玲, 刘彩池等. 半绝缘砷化镓单晶中的晶体缺陷[J]. 半导体学报, 2003, 24(7):718-722.
- 【19】孙卫忠, 牛新环, 王海云等. 非掺半绝缘砷化镓中的杂质与微缺陷[J]. 稀有金属材料与工程, 2006, 35(10):1544-1547.
- 【20】王海云, 张春玲, 唐蕾等. 半绝缘砷化镓(SI-GaAs)单晶中的微缺陷的研究[J]. 稀有金属, 2004, 28(3):547-550.
- 【21】龚仁喜. GaAs 光导开关的线性及非线性特性研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2002: 33-39.
- 【22】张同意. 非线性光电导开关高功率超短电脉冲产生技术研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2002: 43-75.
- 【23】侯磊. 高功率 THz 光电导天线的设计[D]. 西安: 西安理工大学, 2005: 52-64.
- 【24】田立强. 光电导开关非线性模式的机理分析及应用研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2004: 24-57.
- 【25】屈光辉. 光电导体中瞬态空间电荷电场对光电导开关及 THz 光电导偶极天线的影响[D]. 西安: 西安理工大学, 2004: 20-24.
- 【26】徐鸣. 基于光电导开关超短电磁脉冲传输特性的研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2005: 34-57.
- 【27】施卫, 田立强. 半绝缘 GaAs 光电导开关的击穿特性. 半导体学报, 2004, 25(6), 691-695.

- 【28】纪卫莉. 用光电导开关产生超宽带电磁辐射的研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2005: 35-43.
- 【29】马德明. 用光电导开关产生稳幅无晃动超快电脉冲的研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2005: 45-57.
- 【30】张显斌. 用半绝缘 GaAs 光电导开关产生超短电磁脉冲若干问题研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2003: 24-40, 68-70.
- 【31】陈二柱. 砷化镓光电导开关瞬态特性研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2002: 35-56.
- 【32】王玉明. 快速大功率电脉冲的产生、传播及辐射[D]. 成都: 电子科技大学, 2006: 28-38.
- 【33】常青. 大孔径光导天线产生太赫兹波的理论研究[D]. 杭州: 浙江大学, : 13-2.
- 【34】伍滨和. 光场及 THz 场作用下载流子动力学研究[D]. 上海: 中国科学院微系统与信息技术研究所, 2004: 36-43.
- 【35】马海江. 太赫兹电磁辐射增强特性的理论研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2006: 20-26.
- 【36】贾婉丽, 施卫, 纪卫莉等. 光电导开关产生太赫兹电磁波双极特性分析[J]. 物理学报, 2007, 56(7): 3845-3849.
- 【37】SHI Wei. Optically activated charge domain model for high-gain GaAs photoconductive switches[J]. Chinese Journal of Semiconductors. 2001,22(12),1481-1485.
- 【38】G.Rodriguez, and A.J.Taylor. screening of the bias field in terahertz generation from photoconductors[J]. Opt. Lett. 1996,21(14), 1046-1048.
- 【39】Sang-Gyu Park, A. M. Weiner, and Michael R. Melloch etc. High-power Narrow-Band Terahertz Generation Using Large-Aperture photoconductors. IEEE. 1999,35(8), 1257-1268.
- 【40】Oleg Mitrofanov, M. Lee, and J.W. P. Hsu etc. Terahertz pulse propagation through small apertures[J]. App. phys. Lett. 2001,79(7), 907-909.
- 【41】Zhisheng Piao, Masahiko Tani, and Koyomi Sakai. Carrier Dynamics and Terahertz Radiation in photoconductive Antennas[J]. Jpn. J. Appl. Phys. 2000,39(1), 96-100.
- 【42】SHI Wei, and TIAN Liqiang. Mechanism analysis of periodicity and weakening surge of GaAs photoconductor switches[J]. Appl. Phys. Lett. 2006,89(20), 202103.
- 【43】Justin T. Darrow, Xi-Cheng Zhang, and David H. Auston, etc. Saturation Properties of Large-Aperture Photoconducting Antennas[J]. IEEE, Journal of Quantum Electronics. 1992,28(6), 1607-1618.
- 【44】Toshiako Hattoki, Keiji Tukamoto, and Hiroko Nakatsuka. Time-Resolved Study of Intense Terahertz Pulses Generated by a Large-Aperture Photoconductive Antenna[J]. Jpn. J. Appl. Phys. 2001,40(8), 4907-4912.
- 【45】SHI Wei, Ji Wei-Li, and Zhao Wei. Investigation of Ultra-Wideband Microwave Generation Based on Photoconductor Switches[J]. Acta Electronica Sinica. 2004,32(11), 1981-1983.
- 【46】SHI Wei, CHEN Rr-zhu, and ZHANG Xian-bin. Monopole Charge Domain in High Gain GaAs Photoconductive Switch[J]. Journal of Xi'an University of Technology. 2001,17(2), 113-116.
- 【47】SHI Wei, and LIANG Zhenxian. Optically Acticated Charge Domain Phenomena in High Gain Ultra Fast High Voltage GaAs Photoconducitve Switches[J]. Chinese Journal of Semiconductors. 1999,20(1), 53-57.

- 【48】 S. Hughes, Masahiko Tani, and Kiyomi Sakai. Vector analysis of terahertz transients generated by photoconductive antennas in near- and far-field regimes [J]. *Journal of Applied Physics*. 2003,93(8), 4880-4884.
- 【49】 D. Dragoman, and M. Dragoman. Terahertz Fields and Applications[J]. *Progress in Quantum Electronics*. 2004,28, 81-66.
- 【50】 A. Evan Lverson, G. M. Wysin, and D. L. Smith, etc. Overshoot in the response of a photoconductor excited by subpicosecond pulses[J]. *Appl. Phys. Lett.* 1988,52(26), 2148-2151.
- 【51】 Sang-Gyu Park, Michael R. Melloch, and Andrew M. Weiner. Analysis of Terahertz Waveforms Measured by Photoconductive and Electrooptic sampling[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1999,35(5), 810-819.
- 【52】 E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzinskis, etc. Monte Carlo calculations of THz generation in wide gap semiconductors[J]. *Physica B*. 2002, 314, 171-175.
- 【53】 Toshiaki Hattori, Satoshi Arai, and Keiji Tukamoto. Ultrafast Electron Dynamics in GaAs and InP Studied by Time-Resolved Terahertz Emission Spectroscopy[J]. *Jpn. J. Appl. Phys.* 2004,43(15), 7546-7551.
- 【54】 Christoph Ludwig, and Jurgen Kuhl. Studies of the Temporal and Spectral shape of terahertz pulses generated from photoconducting switches[J]. *Appl. Phys. Lett.* 1996,69(7), 1194-1196.
- 【55】 G. Rodriguez, S. R. Caceres, and A. J. Taylor. Modeling of Terahertz from Biased Photoconductors: Transient Velocity Effects[J]. *Optics Letters*. 1994,19(13), 1994-1996.
- 【56】 J.E.Pedersen, V.G.Lyssenko, J.M.Hvam, et al. Ultrafast local field dynamics in photoconductive THz antennas[J]. *Appl. Phys. Lett.* 1993,62(11),1265-1267.
- 【57】 S.Coleman and D.Grischkowsky.A THz transverse electromagnetic mode two-dimensional interconnect layer incorporating qusai-optics[J]. *Appl. Phys. Lett.*2003,83(18),3656-3659.
- 【58】 Hanmin Zhao, P.Hadizad, Jung H.Hur, and et al. Avalanche injection model for the lock-on effect in III-V power photoconductive switches[J]. *J.Appl.Phys.* 1993,73(4),1807-1813.
- 【59】 F.E.Doany, D.Grischkowsky, and C.C.Chi. Carrier lifetime versus ion-implantation dose in silicon on sapphire[J]. *J.Appl.Phys.* 1987,50(8),460-463.
- 【60】 R.Sprik, I.N.Duling, C.C.Chi and et al. Far infrared spectroscopy with subpicosecond electrical pulses on transmission lines[J]. *J.Appl.Phys.* 1987,51(7),548-550.
- 【61】 W.J.Gailagher, C.C.Chi, I.N.duling, and er al. Subpicosecond optoelectronic study of resistive and superconductive transmission lines[J]. *J.Appl.Phys.* 1987,50(6),350-352.
- 【62】 Toshiaki Hattori, Keiji Tukamoto and Hirki Nakatsuka. Time-resolved study of intense terahertz pulses generated by a large-aperture photoconductive antenna[J]. *Jpn.J.Appl.Phys.* 2001,40(8),4907-4912.
- 【63】 P.Y.Han, X,G.Huang, and X.-C.Zhang. Direct characterization of terahertz radiation from the dynamics of the semiconductor surface field[J]. *Appl.Phys.Lett.* 2000,77(18), 2864-2866.
- 【64】 Masahiko Tani, Kwang-su Lee, and X.-C.Zhang. Detection of terahertz radiation with low-temperature

grown GaAs-based photoconductive antenna using 1.55 μ m probe[J]. Appl.Phys.Lett. 2000,77(9),1396-1398.

【65】 J.T.Darrow, X.-C.Zhang, and D.H.Auston. Power scaling of large-aperture photoconducting antennas[J]. Appl.Phys.Lett.1991,58(1),25-27.

【66】 Jie Shan and Tony F. Heinz. Terahertz Radiation from semiconductors[J]. Topics.Appl.Phys. 2004, 92(1)1-59.

【67】 B.G.博施, R. W. H.恩格尔曼. 耿效应电子学[M]. 北京: 国防工业出版社. 1983, 30-73.

附录

在研期间发表的论文

【1】SHI Wei, YAN Chenghai. Analysis of terahertz radiation under nonlinear mode of photoconductive antenna. International symposium on photoelectronic detection and imaging 2007.