

一种新型 THz 显微探测技术^{*}

杨玉平 施宇蕾 严伟 徐新龙 马士华 汪力[†]

(中国科学院物理研究所和凝聚态物理中心 光物理实验室 北京 100080)

(2004 年 10 月 29 日收到 2004 年 12 月 30 日收到修改稿)

由于太赫兹 (THz) 电磁辐射的波长较长, 探测的空间分辨率受到衍射极限的限制. 设计了一种新型的 THz 显微探测技术, 使探测晶体紧贴在薄产生晶体上, 激发光采用紧聚焦的方式不但把空间分辨率提高到光学量级, 还克服了典型近场探测方法中存在的低通光量、高通滤波的缺点. 详细介绍了这一新型探测器件的基本结构和显著的探测特性.

关键词: THz, 近场, 聚焦

PACC: 0779, 2925F

1. 引言

THz 辐射是从 0.1 到 10 THz (1 THz, 1 ps, 0.3 mm, 4.2 meV) 的电磁辐射, 其波段位于电磁波谱中的微波和红外之间. 十几年来, 随着超快激光技术的迅速发展, THz 辐射的机理研究、检测技术和应用技术也取得了蓬勃发展^[1]. 材料的许多物理化学性质, 如凝聚态物质中的声子响应^[2]、半导体中的载流子动态过程^[3]、生物大分子的振动和转动光谱等^[4], 均在 THz 波段有特征峰, 研究物质在这一波段的光谱性质已经成为多学科交叉的新兴领域.

通常由于 THz 辐射的光斑较大及其样品的小尺寸和不均匀性, THz 时域光谱 (THz-TDS) 探测系统需要把 THz 光束经一系列的离轴抛物面镜准直和聚焦后打在探测器上, 而探测样品则放在中间两个离轴抛物面镜的焦点处^[5]. 但是, 由于 THz 辐射的长波长特性 (典型中心波长为 0.3 mm), 受衍射效应的影响, 探测的空间分辨率限制在亚毫米量级. 对于微结构材料和生物大分子材料, 空间的测量精度是远远不够的.

采用近场探测技术可以进一步提高空间分辨率. 目前, 在 THz 频率范围已经发展了几种近场显微技术, 也已经取得了一定的成果. 典型的方法有两

种, 亚波长小孔方法^[6,7]和探针方法^[8,9]. 共同的思路是, 在距离样品足够近的范围, 加亚波长小孔或探针限制, 此时空间分辨率可以突破衍射极限, 由小孔或探针的尺寸决定. 目前, 采用光电导的产生机理和上述近场探测技术, 空间分辨率已经突破微米量级, 正向纳米量级的目标努力^[10]. 但是, 在提高空间分辨率的过程中, 遇到了方法本身存在的两个瓶颈: 一是光通量随孔径成 r^6/λ^4 的关系递减^[11], 严重的限光作用影响了测量的灵敏度和信噪比; 另一个缺点是孔径具有高通滤波的作用^[12], 使大量的频谱分量损失掉. 所以, 截止到目前, 关于这两种方法的报道仅限于分辨率的提高, 而很少去真正的应用于光谱测量.

本文报道了一种新型的 THz 显微探测技术. 激发光采用紧聚焦的方法, 在薄 GaAs 片上通过光整流机理产生 THz 辐射, 探测的空间分辨率仅由近红外激发光的聚焦尺寸决定, 可以达到普通光学显微镜水平. 整个系统不需要限制通光孔径的元件, 避免了成像光源强度或信号的损失. 下面将详细介绍这一新型探测器件的基本结构和显著的探测特性.

2. 实验

基本结构如图 1 所示, THz 辐射的产生晶体和

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10390160 和 39890390) 资助的课题.

[†] E-mail: wangli@aphy.iphy.ac.cn

探测晶体分别是 $\langle 110 \rangle$ 取向的 GaAs 晶体和 ZnTe 晶体,两晶体按最优化方向紧紧地贴在一起(见虚线内的插图)。掺钛蓝宝石激光器产生的脉冲宽度为 100fs、重复频率为 82MHz 的激光脉冲经 BSI 分为两束:一束为产生光,经透镜 L_1 聚焦在 GaAs 薄层上通过光整流过程产生 THz 辐射;另一束为探测光,从另一侧打在近处的 ZnTe 晶体上,从 GaAs 晶体和 ZnTe 晶体界面上返回来的探测光通过电光取样测量 THz 辐射。薄膜样品可以夹在产生晶体和探测晶体中间。理论上产生晶体可以做的很薄(仅有 1—2 μm 左右,远小于 THz 辐射的中心波长),认为 THz 源的尺寸由飞秒光脉冲的聚焦尺寸决定,可以达到微米量级。实验中,我们采用的是厚度约为 50 μm 的 GaAs 晶体作为发射晶体,由于 800nm 激发光的能量大于 GaAs 材料的带隙宽度($E_g = 1.42\text{eV}$),THz 射线只在 GaAs 晶体前表面的薄层上产生,电光探测晶体 ZnTe 的厚度为 1mm。由于产生晶体很薄,可以探测到 THz 辐射的低频近场信号。需要说明的是,由于探测晶体的厚度与 THz 射线的中心波长比相对较厚,实际探测到的是近场信号和远场辐射信号的综合,不能称之为严格意义的近场,但本文为了和典型的远场探测相比较,仍把它称之为近场探测。

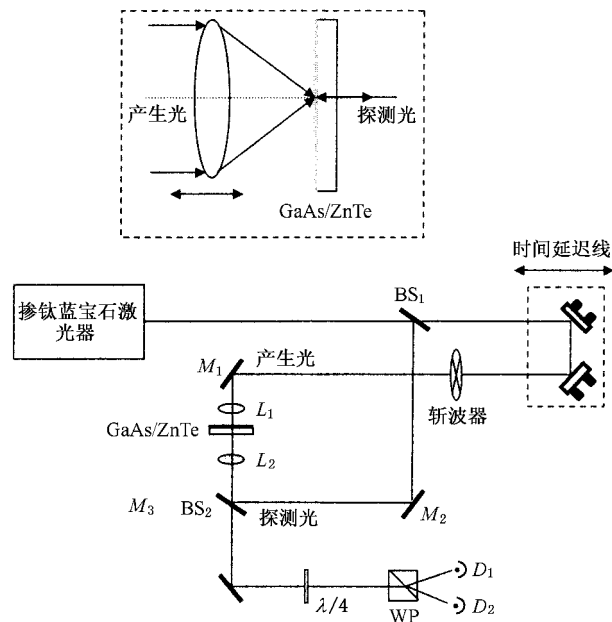


图 1 近场探测 THz 辐射的光路图(M_1 — M_3 为全反镜,BS1 和 BS2 均为分束片, $\lambda/4$ 为四分之一波片, L_1 和 L_2 为凸透镜,WP 为 Wollaston 棱镜, D_1 和 D_2 为差分探测器的两个输入端)

3. 实验结果及讨论

3.1. 在超宽带谱测量方面的特性

为了突出此器件在测量超宽带谱上的性能,我们采用相同的产生晶体(0.5mm 的 GaAs)和探测晶体(1mm 的 ZnTe),分别在此近场器件和典型远场 THz-TDS 系统^[5]中进行测量。把得到的 THz 时域波形及其傅里叶变换后得到的归一化频谱放在一起进行比较,如图 2 所示。很明显,此近场器件测量得到的 THz 波形在主峰处的振荡速度变快了,且在主峰后面的余波的振荡与远场比也存在很大的不同,如图 2(a)所示。反映到频域上,光谱向低频端和高端端都展宽,即半高宽增大,谱变得更平坦,如图 2(b)所示。而对于亚波长尺度的小孔或探针,由于高通滤波的作用,一般探测带宽比远场要窄很多,特别是在低频端^[12]。

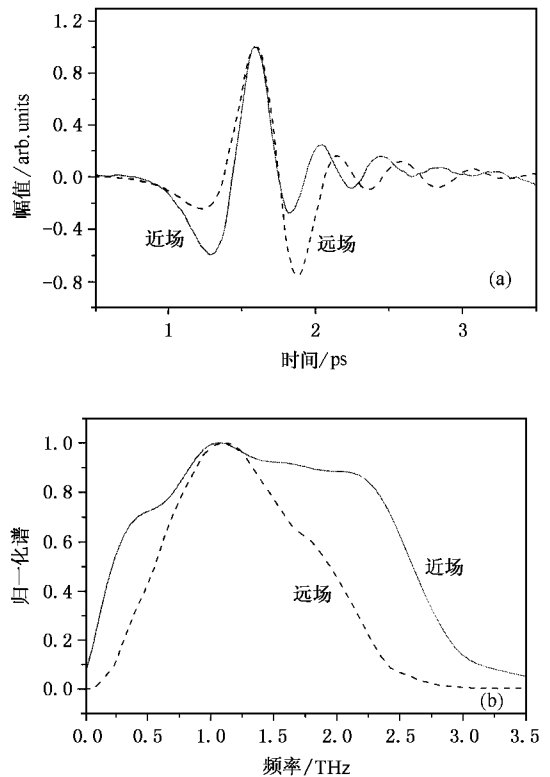


图 2 相同的产生晶体和探测晶体分别在近场探测(实线)和远场探测(虚线)得到的时域波形(a)和对应的归一化 FFT 谱(b)

此器件在低频端的高探测能力归因于近场探测。和远场比,由于传播距离短,受衍射效应损失的长波长分量减小,所以在低频端的谱有所增宽。另外,由于 THz 辐射的产生和探测在同一器件上进

行, 简易而紧凑的光路系统使两束光的准直和共线更容易精确地实现. 根据超宽带高斯光束的传播理论^[13,14], 离光轴越近, 高频分量相对于低频分量的比例越高, 从而导致高频端的谱增宽. 因此, 此探测器件具有更宽的谱响应函数, 通过它可以得到更丰富的样品信息.

3.2. 在提高光通量方面的特性

很明显, GaAs 晶体越薄, 探测到的 THz 辐射的低频近场信号越多, 信号的整体强度越大. 激光光的聚焦尺寸越小, 由于单位面积的光强越强, 通过光整流效应产生的效率越高. 但是我们发现当 GaAs 晶体具备一定厚度时, 聚焦尺寸小到一定程度, 探测的 THz 信号强度降低. 沿光轴方向移动产生光路中的透镜, 改变激光光在 GaAs 前表面的光斑大小, 发现 THz 信号的峰峰值随样品远离焦点距离的变化如图 3 所示. 其中 $z = 0$ 代表的是 GaAs 晶体的前表面与透镜的焦平面重合; $z > 0$ 代表器件向远离透镜的方向移动; $z < 0$ 代表器件向靠近透镜的方向移动. 由图 3 可以看出, 随着离焦点距离的减小, 即光斑变小, 得到的 THz 信号先增大到某一个值, 此时信噪比最好, 然后再迅速减小.

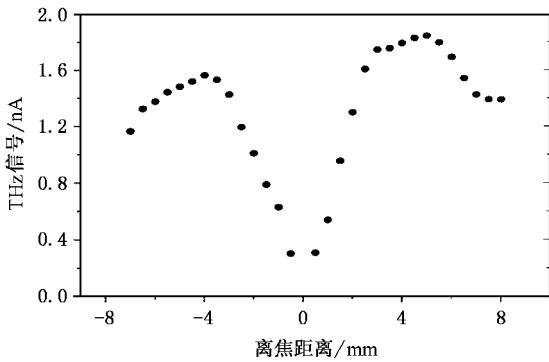


图 3 THz 信号的峰峰值随 GaAs 前表面偏离焦点距离的变化

在小聚焦尺寸下 THz 信号的减小归因于光源尺寸减小导致的近场收缩效应, 近场收缩效应进而引起衍射效应增强. 下面结合非线性光整流机理和衍射原理对本系统得到的 THz 信号强度进行估计和对比. 实验中测量得到的 THz 信号可以表示为^[15]

$$P_{\text{THz}} = \eta_{\text{dif}} S I_0^2, \quad (1)$$

其中, S 为 THz 辐射源的面积; I_0 为激光光的入射光强, 又可以表示为

$$I_0 \propto P_0 / r_0^2, \quad (2)$$

P_0 为入射光功率, 对于确定的激光光源, P_0 为常

数. η_{dif} 为衍射系数, 根据 Bethe 的衍射理论, 可以表示为^[11]

$$\eta_{\text{dif}} \propto r_0^4 / \lambda^4. \quad (3)$$

在远场, 夫琅和费衍射需要满足的条件是^[16] $z \gg k(x_1^2 + y_1^2)_{\text{max}} / 2 = \pi r_0^2 / \lambda$. 在这里, 把 $\pi r_0^2 / \lambda_0$ 定义为衍射距离, 用 z_d 表示, 其中 r_0 为 THz 辐射源的最大横向尺寸, λ_0 为 THz 脉冲的中心波长, 大约为 0.3 mm. 当 $r_0 = 1 \text{ mm}$ 时, $z_d \sim 1 \text{ cm}$; 当 $r_0 = 0.01 \text{ mm}$ 时, $z_d \sim 1 \mu\text{m}$, 即随着激发光斑的减小, 近场区收缩. 当探测器距离辐射源的距离 z 远大于 z_d 时, 则探测器处在远场, 此时必须考虑衍射效应, 且 $\eta_{\text{dif}} \propto r_0^4 / \lambda^4$; 反之则处于近场, 不用考虑衍射效应, $\eta_{\text{dif}} \sim 1$.

在实验中, 当改变焦斑的大小 (r_0) 时, 衍射距离 (z_d) 将跟着改变. GaAs 厚度 d 即为 THz 脉冲从光源到达探测器需要传播的距离 z , 当 r_0 较大使得 $z \ll z_d$ 时, 相当于近场探测. 反之, 当 r_0 较小使得 $z \gg z_d$ 时, 相当于远场探测. 此时, THz 电场的大小可以表示为

$$P_{\text{THz}} \propto P_0^2 r_0^2 / \lambda^4 \propto r_0^2 / \lambda^4. \quad (4)$$

由 (4) 式可知, 在光斑较小时, 测到的 THz 信号是随 r_0^2 递减的, 对应的是图 3 中 $z = 0$ 附近的点. 虽然它也是随着空间分辨率的提高而减小的, 但与小孔探测中提到的与 r^6 / λ^4 成正比的光通量相比, 我们的设计已经在提高通光量上取得了很大的改善.

在理想的模型下, GaAs 可以做的很薄, 即使在光斑很小时, $z \ll z_d$ 也总能满足, 此时得到的 THz 信号可以写为

$$P_{\text{THz}} \propto P_0^2 / r_0^2 \propto 1 / r_0^2. \quad (5)$$

即在理想模型下, 探测的 THz 信号随着 r 的减小而增大, 同时, 空间分辨率仅由焦斑尺寸决定, 与传播距离无关. 我们将在下一步工作中对实际器件做进一步的改进, 以达到预期的结果.

3.3. 在提高空间分辨率方面的特性

另外, 我们测量了 THz 辐射强度的横向分布, 如图 4 所示. 其中圆点表示 $f = 4 \text{ cm}$ 的透镜聚焦时得到的实验结果, 三角表示 $f = 1 \text{ cm}$ 的透镜聚焦时得到的实验结果. 可见强度呈高斯分布, 焦斑变小时, THz 的空间分布也变小. 按照瑞利判据, 可以估算出这两种情况下得到的空间分辨率大约分别为 $150 \mu\text{m}$ 和 $20 \mu\text{m}$, 相当于 $\lambda/2$ 和 $\lambda/15$ 量级. 如果把透镜换作高倍数的显微物镜, 并且 GaAs 厚度足够薄时, 相信探

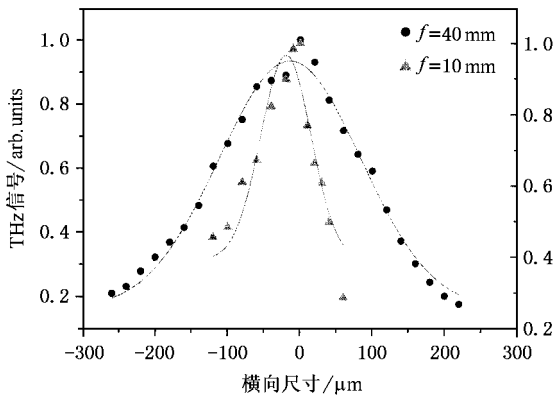


图 4 THz 辐射强度在 GaAs 后表面的横向分布

测的空间分辨率可以达到微米量级.

4. 结 论

聚焦在 GaAs 薄层上的近红外飞秒激光通过光整流过程产生 THz 辐射, 如果样品和电光晶体都紧贴在 GaAs 晶体后, 可以实现近场探测. 这种近场探测具有高分辨率和超宽带谱的特征, 可用于高分辨率谱测量. 另外, 在通光量方面也取得了很大的改进. 我们从理论上对其进行了分析和比较. 另外, 由于 THz 辐射的产生和探测在一个器件上进行, 光路的调整相对简单.

- [1] Zhang X C , Ferguson B 2003 *Physics* **32** 286 (in Chinese) 张希成 2003 *物理* **32** 286]
- [2] Cho G C , Han P Y and Zhang X C 2000 *Opt. Lett.* **25** 1609
- [3] Němec H , Pashkin A , Kuž P *et al* 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 1303
- [4] Fischer B M , Walther M and Jepsen U P 2002 *Phys. Med. Biol.* **47** 3807
- [5] Wang X M , Xu X L , Yang Y P *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1003 (in Chinese) 王秀敏、徐新龙、杨玉萍等 2004 *物理学报* **53** 1003]
- [6] Mitrofanov O , Harel R , Lee M *et al* 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 252
- [7] Mitrofanov O , Lee M , Hsu J W P *et al* 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 907
- [8] Denk W , Strickler J H and Webb W W 1990 *Science* **248** 73
- [9] van der Valk N and Planken P 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1558
- [10] Chen H T , Kersting R and Cho G C 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 3009
- [11] Bethe H A 1944 *Phys. Rev.* **66** 163
- [12] Mitrofanov O , Brener I , Harel R *et al* 2000 *Federici Appl. Phys. Lett.* **77** 3496
- [13] Ziokowski R W and Judkins J B 1992 *J. Opt. Soc. Am. A* **9** 2021
- [14] Güortler A , Winnewisser C , Helm H and Jepsen P U 2000 *J. Opt. Soc. Am. A* **17** 74
- [15] Xu J Z and Zhang X C 2002 *Opt. Lett.* **27** 1067
- [16] Goodman J W 1968 *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill) chap 4

A new microscopy for THz radiation ^{*}

Yang Yu-Ping Shi Yu-Lei Yan Wei Xu Xin-Long Ma Shi-Hua Wang Li[†]

(*Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics and Center for Condensed Matter Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China*)

(Received 29 October 2004 ; revised manuscript received 30 December 2004)

Abstract

Because the central wavelength of terahertz (THz) pulse is long , the spatial resolution of the THz detection is limited to sub-millimeter due to the diffraction effect. We report a new THz microscopy by attaching an electro-optical crystal directly to a thin generation crystal. By focusing tightly the optical pump beam , the detected spatial resolution can reach several microns. In addition this mechanism can avoid the loss of intensity and spectrum components. In this letter , the configuration and characteristics of this device are described in details.

Keywords : THz , near field , focus

PACC : 0779 , 2925F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10390160 and 39890390)

[†] E-mail : wangli@aphy.iphy.ac.cn