

文章编号:1004-4213(2010)12-2209-6

〈331〉晶向 ZnTe 单晶的太赫兹辐射-探测性能理论研究*

王仍^a, 林杏潮^a, 张丽萍^a, 张可锋^a, 焦翠玲^a, 陆液^a, 邵秀华^a, 陆荣^a,
葛进^b, 胡淑红^b, 戴宁^b

(中国科学院上海技术物理所 a. 红外成像材料与器件重点实验室; b. 红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

摘 要:根据光整流效应辐射太赫兹理论, 计算了〈331〉晶向 ZnTe 单晶的太赫兹辐射性能. 通过与〈110〉、〈111〉晶向对比, 当晶体方位角为 0° 或 180° 时, 利用〈331〉晶向 ZnTe 单晶辐射太赫兹信号可以与〈111〉晶向相当, 强于〈110〉晶向. 利用电光取样原理, 计算了〈331〉晶向 ZnTe 单晶的太赫兹探测性能, 通过理论计算为〈331〉晶向 ZnTe 晶体有效辐射太赫兹波提供理论依据.

关键词:太赫兹辐射; 光整流效应; 电光效应; ZnTe 单晶; 〈331〉晶向

中图分类号: O472+.3

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20103912.2209

0 引言

在太赫兹时域光谱技术 (THz Time-Domain Spectroscopy, THz - TDS) 系统中, 最常用的太赫兹辐射模式是利用光整流效应 (Optical Rectification, OR) 将超短激光脉冲信号通过差频辐射出太赫兹波^[1], 自由空间中可以通过电光取样 (Electro Optic Sampling, EOS) 进行太赫兹探测^[2]. 在光整流效应辐射太赫兹脉冲与线性电光效应探测太赫兹脉冲中都要利用电光晶体^[3]. 常用电光晶体有 ZnTe、ZnSe、CdTe、LiTaO₃、LiNbO₃ 和有机晶体 DAST 等. 其中, ZnTe、ZnSe 和 CdTe 晶体均属于 II-VI 族半导体材料, 具有闪锌矿结构. 由于 ZnTe (室温下禁带宽度为 2.26 eV) 的二阶非线性系数和电光系数均较大, 在 800 nm 附近激光脉冲作用下相位匹配最好, 辐射和探测太赫兹波的效率较高^[4-5]. 因此, 在自由空间利用 ZnTe 电光晶体进行太赫兹辐射、探测和成像研究最为广泛^[6-7].

文献[8]曾报道了〈111〉和〈110〉两种晶向闪锌矿结构晶体辐射和探测太赫兹波的研究结果. 研究表明相对于〈111〉晶向, 〈110〉晶向在辐射和探测太赫兹波时有更高的效率. 目前关于 ZnTe 晶体辐射-探测太赫兹波的研究主要集中在〈110〉、〈111〉和〈100〉三种晶向, 而对于其他晶向 ZnTe 单晶相关实验和理论方面报道较少. 本文作者在前期的实验

中^[9]曾利用〈331〉晶向 ZnTe 单晶在自由空间成功辐射、探测太赫兹波. 〈331〉晶向 ZnTe 单晶在太赫兹辐射方面表现出较好的性能, 可与〈110〉晶向 ZnTe 单晶相当. 但作为探测晶体, 相对于〈110〉晶向 ZnTe 单晶的探测性能要差一些. 因此, 本文通过对〈331〉晶向 ZnTe 单晶的辐射、探测性能的理论计算, 分析了〈331〉晶向 ZnTe 单晶辐射和探测太赫兹波的机理.

1 理论计算

1.1 〈331〉晶向 ZnTe 单晶辐射机理

(331)面是 3 次高对称轴面, 选取 (x, y, z) 为晶轴坐标系, (x', y', z') 为实验室坐标系, 其中 z' 轴垂直于 (331) 面, x' 轴和 y' 轴在 (331) 晶面内. 两个坐标系之间的结构如图 1.

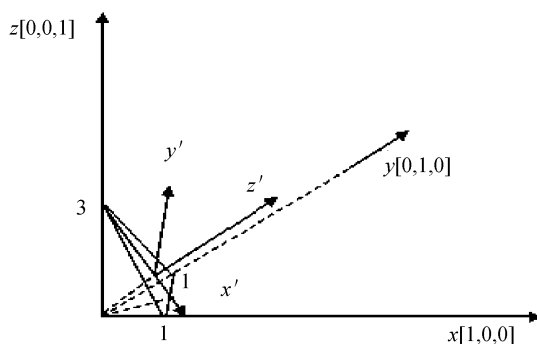


图 1 (331)面与晶轴坐标系关系图

Fig. 1 (331) plane in crystal coordinate system

则晶轴坐标系 (x, y, z) 与实验室坐标系 (x', y', z') 的变换关系为

* 中国科学院三期创新项目 (Y-4) 和上海市自然科学基金 (10ZR1434500) 资助

Tel: 021-65420850

Email: tiaoshi1980@163.com

收稿日期: 2010-08-10

修回日期: 2010-10-19

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{3}{\sqrt{22}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{11}} \\ \frac{3}{\sqrt{22}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{11}} \\ -\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{11}} & 0 & \frac{3}{\sqrt{11}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{3}{\sqrt{22}} & \frac{3}{\sqrt{22}} & -\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{11}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{11}} & \frac{1}{\sqrt{11}} & \frac{3}{\sqrt{11}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (2)$$

一束线偏振激发光垂直入射到(331)面上,其偏振方向与 y' 轴的夹角为 θ ,在此称为晶体方位角,如图 2.

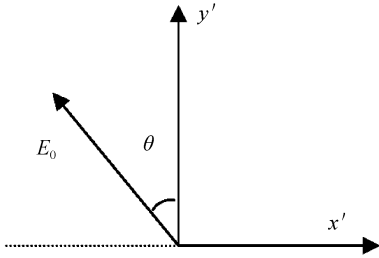


图 2 晶体方位角

Fig. 2 The polarization of pump beam in lab coordinate system

若从 y' 轴逆时针旋转到偏转方向,规定 θ 为正. 实验室坐标系中,激发光的电场强度矢量 $\mathbf{E}_{(x',y',z')}$ 可以写为

$$\mathbf{E}_{(x',y',z')} = E_0(-\sin \theta, \cos \theta, 0) \quad (3)$$

在晶轴坐标系中,电场强度矢量 $\mathbf{E}_{(x,y,z)}$ 可以写为

$$\mathbf{E}_{(x,y,z)} = E_0 \left[-\left(\frac{3}{\sqrt{22}}\right)\sin \theta - \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\cos \theta, -\left(\frac{3}{\sqrt{22}}\right)\sin \theta + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\cos \theta, \left(\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{11}}\right)\sin \theta \right] \quad (4)$$

对于 ZnTe 晶体,非线性极化张量为

$$d_{ijk} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{bmatrix} \quad (5)$$

差频的非线性极化强度矢量 \mathbf{P} 与激发光的电场强度以及非线性极化张量的关系可以写为

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{bmatrix} =$$

$$2d_{14} \begin{bmatrix} E_y E_z \\ E_z E_x \\ E_x E_y \end{bmatrix} \quad (6)$$

此处的 (x, y, z) 为晶轴坐标系. 因此,在激发光的作用下,晶体中产生的极化强度矢量为

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = 2d_{14} E_0^2 \begin{bmatrix} \frac{\sin \theta}{\sqrt{11}} \left(\cos \theta - \frac{3}{\sqrt{11}} \sin \theta \right) \\ \frac{\sin \theta}{\sqrt{11}} \left(\cos \theta + \frac{3}{\sqrt{11}} \sin \theta \right) \\ \frac{\frac{9}{11} \sin^2 \theta - \cos^2 \theta}{2} \end{bmatrix} \quad (7)$$

根据变换关系,得到实验室坐标系中的极化强度矢量为

$$\begin{bmatrix} P_{x'} \\ P_{y'} \\ P_{z'} \end{bmatrix} = \frac{2d_{14} E_0^2}{\sqrt{11}} \begin{bmatrix} 2^{-1/2} \left(1 - \frac{18}{11} \sin^2 \theta \right) \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\theta \\ \frac{24 \sin^2 \theta - 3}{11} \end{bmatrix} \quad (8)$$

激发光激发的 THz 电场的大小正比于极化强度的大小,即

$$|\mathbf{E}_{\text{Thz}}| \propto |\mathbf{P}| = \frac{2d_{14} E_0^2}{\sqrt{11}}$$

$\sqrt{(34/\sqrt{658}) - (\sqrt{658}/11)\sin^2 \theta)^2 + 1307/1316}$ ($\langle 331 \rangle$ 晶向)

对于(110)与(111)面,文献[8]给出了 THz 电场与激发光电场强度的关系为

$$|\mathbf{E}_{\text{Thz}}|_{\langle 110 \rangle} \propto d_{14} E_0^2 \sqrt{-3 \left(\sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right)^2 + \frac{4}{3}} \quad (\langle 110 \rangle \text{ 晶向}) \quad (10)$$

$$|\mathbf{E}_{\text{Thz}}|_{\langle 111 \rangle} \propto d_{14} E_0^2 \quad (\langle 111 \rangle \text{ 晶向}) \quad (11)$$

令 $|\mathbf{P}| = \alpha d_{14} E_0^2$, 则系数 α 表明了相同激发光的情况下,不同晶面产生 THz 场强的大小,图 3 给出了不同晶面的 THz 电场强度与晶体方位角 θ 的关系.

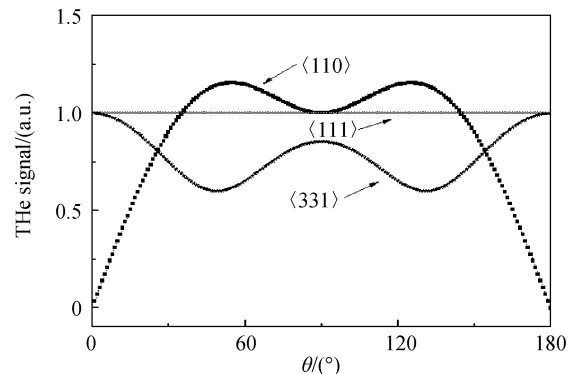


图 3 不同晶向的 THz 电场强度与 θ 的关系图

Fig. 3 THz intensity varied with θ

通过图 3 不同晶面的 THz 电场强度与晶体方

位角 θ 的关系可以看出, 不同晶体晶向辐射的太赫兹电场强度与泵浦光束极化方向具有方向关联性. 对于 <331>晶向, 当晶体方位角是 90° 时其辐射信号稍低, 49° 或 130° 左右时信号最弱. 对比 <110>、<111> 和 <331> 三个晶向辐射太赫兹信号的情况可以看出, 利用 <331>晶向 ZnTe 单晶辐射太赫兹信号, 当晶体方位角为 0° 或 180° 时辐射出太赫兹信号最强, 可以达到与 <111>晶向的辐射信号相当, 对于 <331>三个晶向, 当 $\theta=0^\circ\sim 25^\circ$ 和 $\theta=154^\circ\sim 180^\circ$ 时, 其信号大于 <110>晶向辐射强度, 但低于 <111>晶向. 但是, 当 $25^\circ<\theta<154^\circ$ 时, 其信号小于 <110>和 <111>晶向的辐射强度.

前期实验^[9]曾在自由空间模式下, 分别利用 <110>晶向和 <331>晶向 ZnTe 晶体辐射出太赫兹电磁波. 图 4 给出当晶体方位角 $\theta=90^\circ$ 时的实验结果, 其中 Sample 1 是利用 <110>晶向 ZnTe 晶体激发, <110>晶向 ZnTe 晶体探测. Sample 2 是利用 <331>晶向 ZnTe 晶体激发, <110>晶向 ZnTe 晶体探测. 图 4(a) 为两组样品得到的太赫兹时域光谱, 可以看到 Sample 2 中 <331>晶向 ZnTe 单晶的太赫兹辐射信号比 <110>晶向信号稍微弱一些. 图 4(b) 是其相应的太赫兹频谱, Sample 1 和 Sample 2 的频谱展宽均可达到 3 THz 左右, Sample 2 的振幅强度稍微低于 Sample 1 的幅值. 这也与图 3 中当方位角 $\theta=90^\circ$ 时,

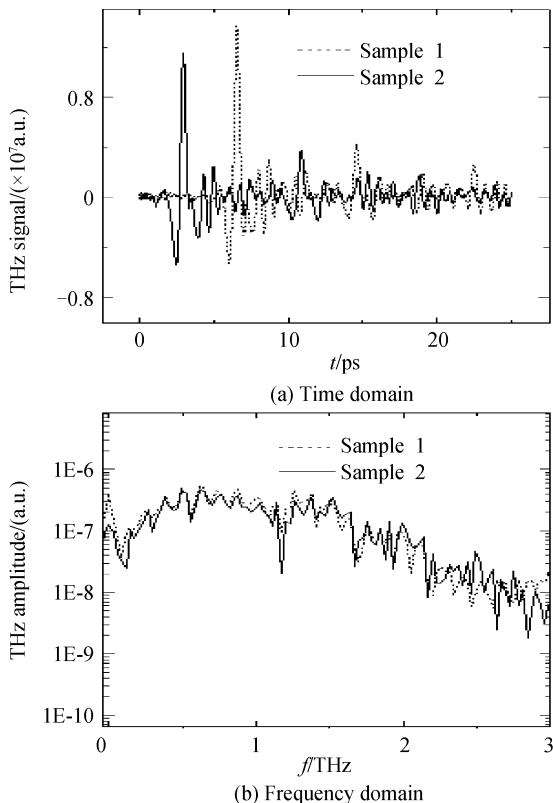


图 4 THz 脉冲光谱
Fig. 4 THz pulse spectra

<110>优于 <331>晶向 ZnTe 晶体辐射性能的理论计算相符.

1.2 <331>晶向 ZnTe 单晶探测机理

太赫兹电磁波的探测主要是利用电光晶体通过电光取样实现的, 电光取样可以看做是光整流效应的逆过程. 在电光取样中, 线偏振的探测光与 THz 辐射共线通过电光晶体. THz 电场改变晶体的折射系数, 使晶体产生双折射性质. 因此线偏振的探测光通过具有双折射性的电光晶体后, 其偏振态变为椭圆偏振光. 测量探测光偏振状态的改变即能获得 THz 电场强度大小. 同时, 由于探测光脉冲宽度远短于 THz 脉冲宽度, 改变探测脉冲和 THz 脉冲到达探测晶体的时间, 就可以利用不同时刻的探测脉冲将 THz 电场强度随时间的变化描述出来^[10].

对于闪锌矿结构电光晶体, 当 THz 电磁波入射到 ZnTe 晶体表面时, 引起的 ZnTe 晶体的折射率椭球, 电场对晶体折射率椭球的调制可以由式 (12) 描述

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2\gamma_{41} E_x y z + 2\gamma_{41} E_y z x + 2\gamma_{41} E_z x y = 1 \quad (12)$$

式中 n_0 是晶体在未加电场时的折射率, x 、 y 、 z 是折射率椭球的三个坐标分量. E_x 、 E_y 、 E_z 为 THz 电场在晶轴坐标系中各方向的分量. γ_{41} 是晶体的线性电光系数, 它具有和二阶非线性系数张量同样的对称形式. 由 THz 电场引起的探测光偏振态的改变可以由探测光不同偏振分量之间的相位延迟 Γ 来衡量.

当 THz 垂直波入射到 (331) 晶面时, 其偏振振动方向与实验室坐标系 y' 轴的夹角为 ϕ , 规定由 y' 轴逆时针旋转得到的 ϕ 为正值. THz 电场在实验室坐标系中可以写为

$$\mathbf{E}_{\text{Thz}(x', y', z')} = E_0 (-\sin \phi, \cos \phi, 0) \quad (13)$$

转换到晶轴坐标系中, 得到 THz 电场的形式为

$$\mathbf{E}_{\text{Thz}(x, y, z)} = E_0 \left[\left(-\frac{3}{\sqrt{22}} \sin \phi - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \phi, \left(-\frac{3}{\sqrt{22}} \sin \phi + \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \phi, \left(\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{11}} \sin \phi \right) \right) \right] \quad (14)$$

代入折射率椭球方程中, 得到

$$\begin{aligned} & \frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2\gamma_{41} E_0 \left(-\frac{3}{\sqrt{22}} \sin \phi - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \phi \right) y z \\ & + 2\gamma_{41} E_0 \left(-\frac{3}{\sqrt{22}} \sin \phi + \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \phi \right) z x + \\ & 2\gamma_{41} E_0 \left[\left(\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{11}} \sin \phi \right) x y = 1 \end{aligned} \quad (15)$$

利用式 (15) 将椭球方程变换到实验室坐标系中, 令 $z'=0$, 得到 (331) 面上的折射率椭圆方程

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + 2\gamma_{41}E_0 \frac{27}{11\sqrt{22}}\sin\phi\right)x'^2 + [1/n_0^2 - 2\gamma_{41}E_0(\sqrt{2}/\sqrt{11})\sin\phi]y'^2 + 2\gamma_{41}E_0 \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{11}}\cos\phi x'y' = 1 \quad (16)$$

从该方程中可以求得两个方向上折射率之差,首先令

$$\det \begin{vmatrix} \frac{1}{n_0^2} + 2\gamma_{41}E_0 \frac{27}{11\sqrt{22}}\sin\phi - S & \gamma_{41}E_0 \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{11}}\cos\phi \\ \gamma_{41}E_0 \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{11}}\cos\phi & \frac{1}{n_0^2} - 2\gamma_{41}E_0 \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{11}}\sin\phi - S \end{vmatrix} = 0 \quad (17)$$

求得

$$S_{1,2} = \frac{1}{n_0^2} + \frac{8\sqrt{2}}{11\sqrt{11}}\gamma_{41}E_0\sin\phi \pm \gamma_{41}E_0 \sqrt{\frac{2}{11} + \frac{480}{11^3}\sin^2\phi} \quad (18)$$

在 $x''y''$ 坐标系中,椭圆方程可以写为

$$[(1/n_0^2) + (8\sqrt{2}/11\sqrt{11})\gamma_{41}E_0\sin\phi + \gamma_{41}E_0\sqrt{2/11 + 480/11^3\sin^2\phi}]x''^2 + [(1/n_0^2) + (8\sqrt{2}/11\sqrt{11})\gamma_{41}E_0\sin\phi - \gamma_{41}E_0\sqrt{2/11 + 480/11^3\sin^2\phi}]y''^2 = 1 \quad (19)$$

由此得到

$$\frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{n_0^2} + \frac{8\sqrt{2}}{11\sqrt{11}}\gamma_{41}E_0\sin\phi + \gamma_{41}E_0\sqrt{\frac{2}{11} + \frac{480}{11^3}\sin^2\phi} \Rightarrow n_x = n_0 - \frac{n_0^3}{2}\gamma_{41}E_0[(8\sqrt{2}/11\sqrt{11})\sin\phi + \sqrt{2/11 + 480/11^3\sin^2\phi}] \quad (20)$$

$$\frac{1}{n_y^2} = \frac{1}{n_0^2} + \frac{8\sqrt{2}}{11\sqrt{11}}\gamma_{41}E_0\sin\phi - \gamma_{41}E_0\sqrt{\frac{2}{11} + \frac{480}{11^3}\sin^2\phi} \Rightarrow n_y = n_0 - \frac{n_0^3}{2}\gamma_{41}E_0[(8\sqrt{2}/11\sqrt{11})\sin\phi - \sqrt{2/11 + 480/11^3\sin^2\phi}] \quad (21)$$

$$\Delta n = (n_y - n_x) = n_0^3\gamma_{41}E_0\sqrt{\frac{2}{11} + \frac{480}{11^3}\sin^2\phi} \quad (22)$$

在 THz 探测中,信号的大小与相位延迟 $\Gamma = (2\pi d/\lambda)\Delta n$ 成正比关系,即

$$I_{\text{signal}} \propto \Gamma = \frac{\pi d n_0^3 \gamma_{41} E}{\lambda} \sqrt{\frac{2}{11} + \frac{480}{11^3} \sin^2 \phi} \quad (23)$$

由式(23)可知,当 $\phi = \pm 90^\circ$ 时,信号最大.因此,在正入射情况下,探测光在 $\langle 331 \rangle$ 晶向中获得的相位延迟分布为

$$\Gamma = \frac{\pi d n_0^3 \gamma_{41} E}{\lambda} \sqrt{\frac{2}{11} + \frac{480}{11^3} \sin^2 \phi} \quad (\langle 331 \rangle \text{晶向}) \quad (24)$$

对于 $\langle 110 \rangle$ 与 $\langle 111 \rangle$ 面,文献[8]给出了 $\langle 110 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 三个晶向中获得的相位延迟分布为

$$\Gamma = \frac{\pi d n_0^3 \gamma_{41} E}{\lambda} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \phi} \quad (\langle 110 \rangle \text{晶向}) \quad (25)$$

$$\Gamma = \frac{\pi d n_0^3 \gamma_{41} E}{\lambda} \sqrt{\frac{8}{3}} \quad (\langle 111 \rangle \text{晶向}) \quad (26)$$

图 5 给出这三种晶向电光检测的相位延迟与 ϕ 的关系,通过对比 $\langle 110 \rangle$ 、 $\langle 111 \rangle$ 和 $\langle 331 \rangle$ 三个晶向探测太赫兹信号的情况可以看出,利用 $\langle 331 \rangle$ 晶向 ZnTe 单晶探测太赫兹信号,当 ϕ 为 90° 时,晶体获得的相位延迟最大, 0° 时信号最弱,变化趋势与 $\langle 110 \rangle$ 晶向相同,但幅值要小于 $\langle 110 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 晶向.

由此看来, $\langle 331 \rangle$ 晶向 ZnTe 单晶可以做太赫兹探测光电晶体,但其探测性能相对于 $\langle 111 \rangle$ 、 $\langle 110 \rangle$ 晶向 ZnTe 单晶要弱一些.

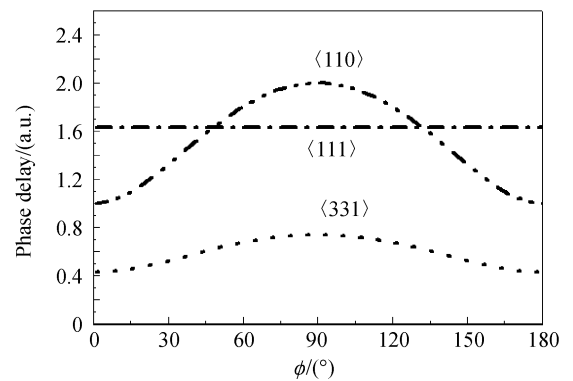


图 5 电光检测的相位延迟与 ϕ 的关系图

Fig. 5 The phase delay varied with ϕ

前期实验[9]曾利用电光取样效应得到的 $\langle 110 \rangle$ 和 $\langle 331 \rangle$ 晶向 ZnTe 单晶的太赫兹探测性能的比较,图 6 给出当 $\phi = 90^\circ$ 时的实验结果,其中 Sample 1 利用 $\langle 110 \rangle$ 晶向 ZnTe 晶体激发, $\langle 110 \rangle$ 晶向 ZnTe 晶体探测. Sample 2 利用 $\langle 110 \rangle$ 晶向 ZnTe 晶体激发, $\langle 331 \rangle$ 晶向 ZnTe 晶体探测.图 6(a) 给出利用这两组晶体得到的太赫兹时域光谱,可以清楚的看到 $\langle 331 \rangle$ 晶向 ZnTe 单晶的太赫兹探测信号相对 $\langle 110 \rangle$ 较低.

经频域变换之后,图 6(b)给出两组样品的太赫兹频谱,Sample 2 的频谱展宽虽然也可达到 3 THz 左右,但振幅强度明显小于 Sample 1 的幅值强度.这也与图 5 中<110>和<331>晶向 ZnTe 单晶探测性能的理论计算相符.

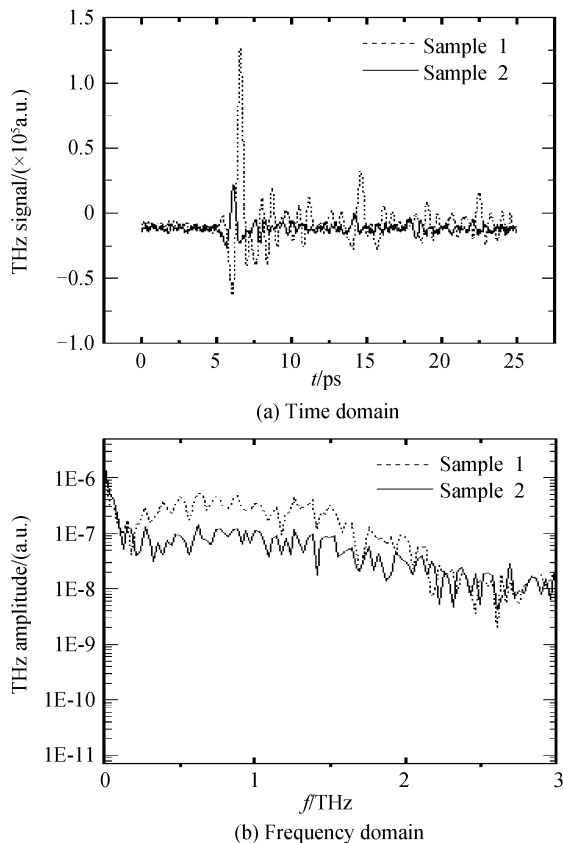


图 6 THz 脉冲光谱
Fig. 6 THz pulse spectra

2 结果与讨论

对于图 5 中的三种晶向 ZnTe 单晶的太赫兹探测性能比较可以看出,<331>晶向 ZnTe 单晶虽然可以作为太赫兹辐射的电光晶体使用,但其探测性能要逊于<110>和<111>晶向 ZnTe 单晶.而<331>晶向 ZnTe 单晶作为辐射晶体时,对于<331>晶向,当晶体方位角是 90° 时其辐射信号稍低, 49° 或 130° 左右时信号最弱.对比<110>、<111>和<331>三个晶向

辐射太赫兹信号的情况可以看出,利用<331>晶向 ZnTe 单晶辐射太赫兹信号,当晶体方位角为 0° 或 180° 时辐射出太赫兹信号最强,可以达到与<111>晶向的辐射信号相当,部分角度的信号大于<110>晶向辐射强度.由此可见,<331>晶向 ZnTe 单晶可作为太赫兹辐射的电光晶体具有较好的应用前景,在实际太赫兹辐射、探测应用中可以根据需要选择不同晶向的 ZnTe 单晶,本研究结果为<331>晶向 ZnTe 单晶的辐射、探测性能提供了理论依据.

参考文献

- [1] TAYLOR A J, BENICEWICZ P K, YOUNG S M. Modeling of femtosecond electromagnetic pulses from large-aperture photoconductors[J]. *Opt Lett*, 1993, **18**(16): 1340-1342.
- [2] WU Q, ZHANG X C. Free-space electro-optic sampling of terahertz beams[J]. *Appl Phys Lett*, 1995, **67**(24): 3523-3525.
- [3] DRAGOMAN D, DRAGOMAN M. Terahertz fields and applications[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 2004, **28**(1): 1-66.
- [4] WAGNER H P, KUHNELT M, LANGBEIN W, *et al.* Dispersion of the second-order nonlinear susceptibility in ZnTe, ZnSe, and ZnS[J]. *Phys Rev B*, 1998, **58**(16): 10494-10501.
- [5] LOFFLER T, HAHN T, THOMSON M, *et al.* Large-area electro-optic ZnTe terahertz emitters[J]. *Opt Express*, 2005, **13**(14): 5353-5362.
- [6] TURCHINOVICH D. Study of ultrafast polarization and carrier dynamics in semiconductor nanostructures; a THz spectroscopy approach[D]. Freiburg, University of Freiburg, 2004: 30.
- [7] TURCHINOVICH D, DIJKHUIS J I. Performance of combined <100>-<110> ZnTe crystals in an amplified THz time-domain spectrometer[J]. *Opt Commun*, 2007, **270**(1): 96-99.
- [8] CHEN Q, TANI M, JIANG Zhi-ping. Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications[J]. *JOSA B*, 2001, **18**(6): 823-831.
- [9] WANG Reng, GE Jin, LI Dong, *et al.* Radiation and detection of terahertz pulse in <331> oriented ZnTe single crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(9): 2330-2332. 王仍,葛进,李栋,等. <331>晶向 ZnTe 单晶的太赫兹辐射及探测[J]. *光子学报*, 2009, **38**(9): 2330-2332.
- [10] GALLOT G, ZHANG J Q, MCGOWAN R W, *et al.* Measurement of the THz absorption and dispersion of ZnTe and their relevance to the electro-optic detection of THz radiation[J]. *Appl Phys Lett*, 1999, **74**(23): 3450-3452.

Calculation of Terahertz Pulse Propagation and Detection in $\langle 331 \rangle$ ZnTe Single Crystal

WANG Reng^a, LIN Xing-chao^a, ZHANG Li-ping^a, ZHANG Ke-feng^a, JIAO Cui-ling^a, LU Ye^a,
SHAO Xiu-hua^a, LU Rong^a, GE Jin^b, HU Shu-hong^b, DAI Ning^b

(a. *Key Laboratory of Infrared Imaging Materials and Detectors*; b. *National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China*)

Abstract: The THz pulses generation of $\langle 331 \rangle$ -oriented ZnTe as emitter via its optical rectification were reported. Compared with $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ -oriented ZnTe crystal, the $\langle 331 \rangle$ -oriented ZnTe could even emit THz pulse. When the crystal oriented angle was 0° or 180° , the THz pulse amplitude from $\langle 331 \rangle$ -oriented could be equal to $\langle 111 \rangle$ -oriented, higher than $\langle 110 \rangle$ -oriented. The THz pulses detection performance of $\langle 331 \rangle$ -oriented ZnTe as detector was calculated via the electro-optical effect. The theoretical calculation from $\langle 331 \rangle$ ZnTe emitter demonstrated a direct way to optimize the working efficiency of a terahertz emitter.

Key words: THz emitter; Optical rectification; Electro-optic sampling; ZnTe; $\langle 331 \rangle$ -oriented



WANG Reng was born in 1980, and received her Ph. D. degree from Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences in 2009. Now her research interests focus on HgCdTe crystal growth, Terahertz, and CdZnTe X-ray detection.