

偏振方向对 THz 电光探测影响的理论研究^{*}

郑国梁 余卫龙[†]

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2005 年 4 月 6 日收到, 2005 年 8 月 24 日收到修改稿)

采用线性电光效应耦合波理论, 系统地研究了用无中心反演对称性的立方晶系晶体作为探测晶体时, terahertz (THz) 辐射信号和探测光的偏振方向对电光探测的影响. 研究发现, THz 辐射和探测光的偏振方向都对电光探测影响很大, 沿 (110) 方向传播时可以获得最大的探测灵敏度, 最适合 THz 的横场探测. 计算研究的部分结果与已有的实验结果相一致, 可为电光探测器的设计提供有用的指导.

关键词: 电光探测, THz 辐射, 偏振, 线性电光效应耦合波理论

PACC: 0762, 7820J

1. 引言

近年来, terahertz (THz) 辐射波在成像技术、医学诊断、材料科学、电子器件检测等领域具有广泛的应用前景而备受人们的广泛关注^[1-10], 相应地 THz 电光探测越来越受到人们的重视^[4, 5]. 电光探测的原理是基于线性电光效应: 电光晶体在外场 (THz 辐射电场) 的作用下, 产生二阶极化效应, 当探测光通过它的时候, 其偏振态会发生改变, 我们通过研究出射探测光的状态就可得知外电场的信息. 研究线性电光效应的传统方法是“折射率椭球法”^[11, 12], 这种方法只有在外场方向比较特殊时才比较方便, 当外场方向任意和入射光的传播方向与偏振状态任意时, 问题变得相当复杂, 这大大限制人们的研究范围. 除了“折射率椭球法”外, 2004 年, Nick 等提出了一个新的数学描述方法用于解决 THz 探测问题, 但是此方法仅仅适用于立方晶系, 也没有具体研究它们的偏振方向对 THz 辐射探测的影响^[13]. 2001 年, She^[14]等从 Maxwell 方程组出发, 提出一套全新的线性电光的耦合波理论, 这个理论成为研究线性电光效应的有效工具.

THz 辐射电场方向和探测光的偏振方向对电光探测影响很大, 已有研究者做了相关的理论和实验工作^[15-17], 但是这些工作还不够全面, 只限于某些

特殊方向. 因此有必要系统地研究偏振方向对电光探测的影响. 文献 [18] 采用线性电光效应的耦合波理论得到了一种描述 THz 电光探测的方法, 本文进一步研究用无中心反演对称性的立方晶系晶体作为探测晶体 (如 ZnTe 晶体) 时, THz 辐射信号和探测光的偏振方向对电光探测的影响.

2. 理论分析

图 1 是用于电光探测的基本装置图. THz 辐射信号和探测脉冲沿同一方向经过探测晶体, THz 电场诱发电光晶体发生折射率改变, 而探测脉冲在电光晶体中受到调制. 被调制的探测脉冲再通过 $\frac{\lambda}{4}$ 片, 然后被沃拉斯顿棱镜 (WP) 分成两束, 最后由两个光电二极管 (D_1, D_2) 探测两束光的光强之差, 由光强之差可以推知 THz 信号电场信息.

设 $\frac{\lambda}{4}$ 片的慢轴方向是 \hat{r}_{11} , 快轴方向是 \hat{r}_{12} ; 沃拉斯顿棱镜其中一条轴的取向为 \hat{r}_{w1} , 与 \hat{r}_{11} 成 θ 角, 另一个轴的取向 \hat{r}_{w2} , 它们与入射探测光的方向关系如图 2 所示 (各矢量都在同一平面内), 图中, \hat{s} 是探测光的波矢方向, 垂直纸面向里, \hat{E}_p 是入射时探测光电场方向.

下面采用线性电光效应的耦合波理论来研究

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10374121, 10574167) 资助的课题.

[†] E-mail: stils02@zsu.edu.cn

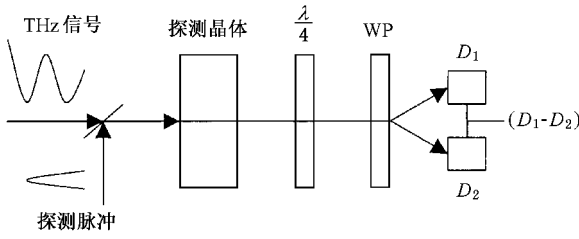


图 1 电光探测的一般装置

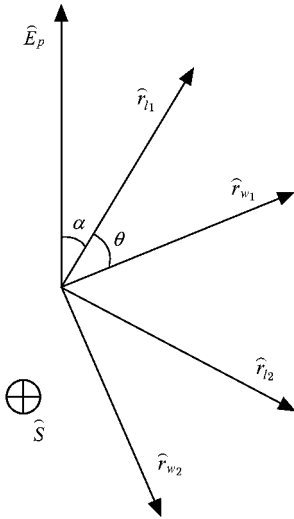


图 2 探测器中各矢量关系图

THz 辐射信号和探测光的偏振方向对电光探测的影响. 在无中心反演对称性立方晶系晶体中, 将在晶体中的光被分解为两个垂直分量 E_1 和 E_2 , 不失一般性, 可以设在初始入射时, $E_1(0) = 0^{[14]}$.

记光波两个垂直分量和 THz 辐射电场分别为

$$\begin{aligned} E_1(r) &= E_1(r)a, \\ E_2(r) &= E_2(r)b, \\ E(0) &= E_0c, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 a, b 和 c 分别是光场两个垂直分量 $E_1(r), E_2(r)$ 和 THz 辐射电场 $E(0)$ 的方向矢量, E_0 是 THz 电场的大小.

在之前的工作中, 我们已经采用线性电光效应的耦合波理论, 得到了在通常使用情况下 ($\theta = \frac{\pi}{4}$), 探测器探测到的两束光的光强之差为^[18]

$$\Delta I = I_1 - I_2 = \epsilon_0 cn \rho_1 \rho_2 \cos \phi_2, \quad (2)$$

其中 ϵ_0 和 c 是真空中介电常数和光速, n 是晶体对探测光的折射率. (2) 式中其他参数为^[14, 18]

$$\begin{aligned} \rho_1(r) &= |E_2(0)| \sqrt{\frac{4d_1^2}{4d_1^2 + (d_2 - d_4)^2} \sin^2(\mu r)}, \\ \rho_2(r) &= |E_2(0)| \\ &\quad \times \sqrt{\cos^2(\mu r) + \frac{(d_2 - d_4)^2}{4d_1^2 + (d_2 - d_4)^2} \sin^2(\mu r)}, \\ \phi_2(r) &= \arg\{E_2(0) \cos(\mu r) - i \frac{\gamma}{\mu} E_2(0) \sin(\mu r)\}; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} d_1 &= \frac{k_0}{2n_1} r_{\text{eff1}} E_0, \\ d_2 &= \frac{k_0}{2n_1} r_{\text{eff2}} E_0, \\ d_4 &= \frac{k_0}{2n_2} r_{\text{eff3}} E_0; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} r_{\text{eff1}} &= \sum_{j,k,l} (\epsilon_{jj} \epsilon_{kk} \chi a_j r_{jkl} b_k c_l), \\ r_{\text{eff2}} &= \sum_{j,k,l} (\epsilon_{jj} \epsilon_{kk} \chi a_j r_{jkl} a_k c_l), \\ r_{\text{eff3}} &= \sum_{j,k,l} (\epsilon_{jj} \epsilon_{kk} \chi b_j r_{jkl} b_k c_l); \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{d_4 - d_2}{2}, \\ \mu &= \frac{\sqrt{(d_2 - d_4)^2 + 4d_1^2}}{2}. \end{aligned} \quad (6)$$

下面我们从(2)–(6)式出发, 进一步研究 THz 信号和探测光的偏振方向对电光探测的影响. 本文的讨论在以下两个前提下进行: 1) 在一般 THz 探测中, THz 辐射信号和探测光是沿同一个方向传播的. 2) 在远离 THz 发射源的情况下, THz 辐射是横波, 其电场方向和传播方向垂直. 我们考虑了最常用的(110)(111)方向和任意选择的(345)方向, 研究 THz 信号和探测光在这些方向传播时, 它们的偏振方向对 THz 电光探测的影响. 由于沿晶轴方向(如(100)方向)传播不适合横波探测^[13, 18], 因此在本文不讨论. 无中心反演对称性立方晶系晶体, 如 $\bar{4}3m$ 和 23 晶系晶体, 其非零电光张量元为 $r_{41} = r_{52} = r_{63}$.

2.1. 沿(110)方向传播的情况

建立实验室坐标系(x', y', z'), x' 垂直于晶面(110), 而 y', z' 在晶面(110)内, z' 轴与 z 轴重合, 如图 3 所示. 图中(110)是探测光和 THz 信号入射面, THz 辐射信号的电场 E_T 和探测光电场 E_p 都落在(110)面内, 分别与 $x'(z')$ 轴成 ξ 和 δ 角.

我们将探测光和 THz 信号的电场方向在实验室坐标系的坐标变换到晶轴坐标系, 得到 a, b 和 c

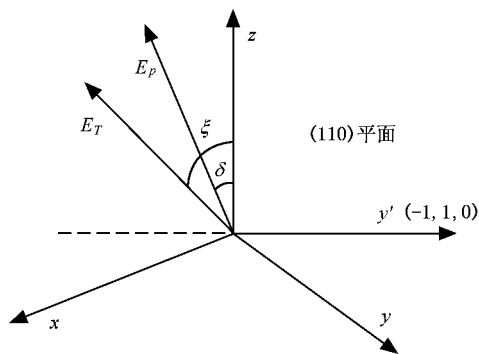


图 3 实验室坐标系(x', y', z')与晶轴坐标系(x, y, z)的关系

的表达式,再根据(4)和(5)式,求得 $d_1, d_2 - d_4$ 为^[18]

$$d_1 = \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63} \left(\sin \xi \cos 2\delta + \frac{1}{2} \cos \xi \sin 2\delta \right), \tag{7}$$

$$d_2 - d_4 = \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63} (2 \sin \xi \sin 2\delta - \cos \xi \cos 2\delta), \tag{8}$$

其中, k_0 是探测光在真空中的波数, n_0 是晶体对探测光的折射率.

将(7)(8)式代入(3)和(6)两式,得到(2)式所需的参数表达式,再根据(2)式做数值计算. 结果表明,当 $\delta = \pm \frac{\pi}{2}, \xi = \pm \frac{\pi}{2}$ 或者 $\delta = 0, \xi = \pm \frac{\pi}{2}$, 也就是探测光的入射偏振态与 y' 轴或者 z' 轴平行,而且 THz 电场与探测光偏振方向保持垂直或者平行时,可以获得最大的探测灵敏度(此时 ΔI 记为 1). 同时这个灵敏度也是所有传播方向中最大的,因此这个方向被广泛采用^[11, 13, 18].

首先,让探测光的偏振方向平行于 y' 轴($\delta = \frac{1}{2}\pi$)和落在任意方向($\xi = \frac{1}{5}\pi$)上,让 THz 电场方向绕 x' 轴转动一周,研究 THz 电场方向对探测结果的影响,数值计算的结果如图 4 所示. 对于 $\delta = \frac{1}{2}\pi$ 的情况,在 $\xi = \frac{1}{2}\pi, \frac{3}{2}\pi$, 也就是 THz 的电场方向与 y' 轴($\pm 1, \mp 1, 0$)平行时,探测器可以获得最大的灵敏度,而在 $\xi = 0, \pi$, 也就是 THz 的电场方向与 z' 轴平行,探测器探测不到 THz 信号. 当 $\delta = \frac{1}{5}\pi$ 时,发现探测结果也出现两次极值和两次零值,但是这种情况下达不到前者的最大灵敏度.

最后,我们研究 THz 电场方向和探测光偏振方向一起变化对 THz 探测的影响. 分别使两者的夹角为 $\frac{1}{2}\pi$ (垂直), $\frac{1}{4}\pi$ 和 0 (平行),其结果见图 6 所示.

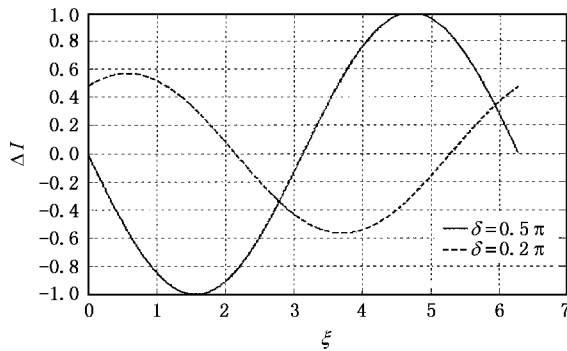


图 4 THz 电场方向(ξ)对探测结果的影响(实线代表探测光在 $\delta = 0.5\pi$ 方向的情况,虚线代表 $\delta = 0.2\pi$ 方向的情况)

进一步,固定 THz 电场方向在 y' 轴($\xi = \frac{1}{2}\pi$)和任一方向($\xi = \frac{1}{5}\pi$)上,让探测光的偏振方向绕 x' 轴一周,研究探测光的偏振方向对探测结果的影响,其数值计算结果如图 5 所示. 对于 $\xi = \frac{1}{2}\pi$ 情况,当 $\delta = 0, \frac{1}{2}\pi, \pi, \frac{3}{2}\pi$ 也就是探测光的电场方向与 y' 轴或者 z' 轴平行时,探测器可以获得最大的灵敏度,而在 $\delta = \frac{1}{4}\pi, \frac{3}{4}\pi, \frac{5}{4}\pi, \frac{7}{4}\pi$ 处,探测不到 THz 信号. 当 $\xi = \frac{1}{5}\pi$ 时,计算结果出现四次极值和四次零值,取得极值和零值的位置跟 $\xi = \frac{1}{2}\pi$ 的情况有些偏移,而且其最大灵敏度没有达到前者的水平.

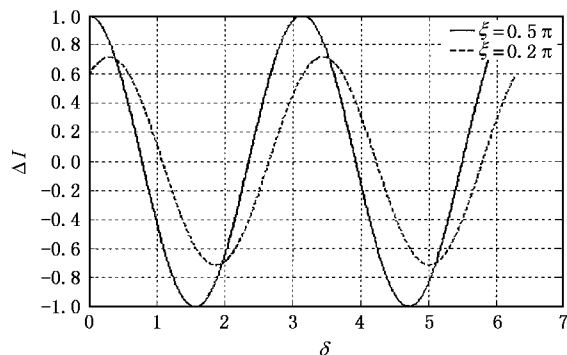


图 5 探测光偏振方向(δ)对探测结果的影响(实线代表 THz 电场方向在 $\xi = 0.5\pi$ 方向的情况,虚线代表 $\xi = 0.2\pi$ 方向的情况)

从图可以看到,两者互相垂直和平行时的计算结果刚好互为相反数,而且都可以达到最大的探测灵敏度,而两者夹角为 $\frac{1}{4}\pi$ 时,不管怎么调节两者的方向,都不可能达到最大的探测灵敏度. 我们这个计算结果同其他理论和实验结果都一致^[11,16].

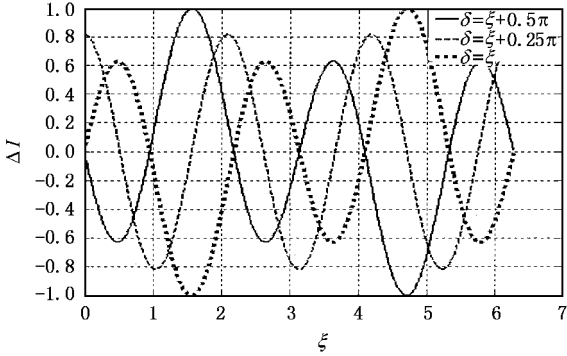


图 6 THz 电场方向和探测光偏振方向对探测结果的影响(实线代表两者垂直情况,虚线代表两者夹角为 0.25π 的情况,黑点线代表两者平行情况)

2.2. 沿 (111) 方向传播的情况

建立新的实验室坐标系 (x', y', z') , x' 垂直于晶面 (111) , 而 y', z' 在晶面 (111) 内, z' 轴沿 $(-1 -1 2)$, 如图 7 所示. (111) 是探测光和 THz 信号入射面, E_T 和 E_p 都落在 (111) 面内, 分别与 z' 轴成 ξ 和 δ 角, 如图 8 所示.

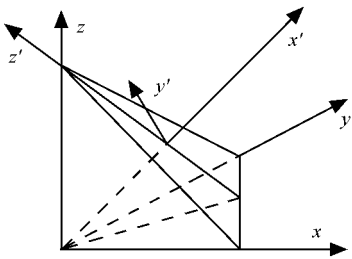


图 7 坐标系 (x', y', z') 与晶轴坐标系 (x, y, z) 的关系

根据坐标变换关系, 我们得到 $a, b(E_p)$ 的初始方向, $c(E_T)$ 方向取值, 再根据 (4) 和 (5) 式, 求得 $d_1, d_2 - d_4$ 为^[18]

$$d_1 = \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63} \frac{\sqrt{6}}{3} \sin(\xi + 2\delta), \quad (9)$$

$$d_2 - d_4 = -\frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63} \frac{2\sqrt{6}}{3} \cos(\xi + 2\delta). \quad (10)$$

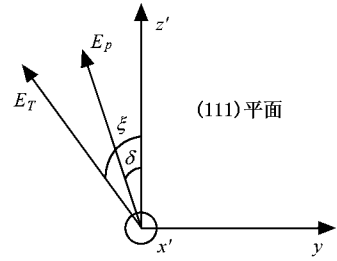


图 8 探测光与 THz 信号在 (111) 面上的方向关系

经计算发现,只要满足 $\xi + 2\delta = n\pi + \frac{\pi}{2}$ (n 为整数) ΔI 就可以取得最大值, 但是其最大灵敏度没有达到沿 (110) 方向传播时的水平(约小 20%). 获得最大灵敏度这个条件 $(\xi + 2\delta = n\pi + \frac{\pi}{2})$ 在其他理论中是没有出现过的, 同时我们看到, 其最大灵敏度不依赖于探测光和 THz 信号的具体偏振方向, 这个结果使得 (111) 方向在一些应用中有它自己的优势^[13,18].

首先, 分别固定探测光偏振方向在 y' 轴 ($\delta = \frac{1}{2}\pi$) 和任一方向 ($\delta = \frac{1}{5}\pi$) 上, 让 THz 辐射电场方向绕 x' 轴一圈, 研究 THz 辐射电场方向对探测结果的影响, 其数值计算结果如图 9 所示. 可以看到, 两条曲线的形状是一样的, 而且其极值的水平是一样的, 只是位置发生偏移. 这表明不管探测光偏振方向如何, 都可以通过调节 THz 辐射电场方向来达到最大探测灵敏度.

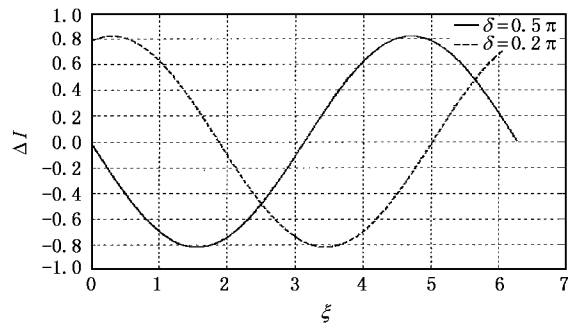


图 9 THz 电场方向 (ξ) 对探测结果的影响(实线代表探测光在 $\delta = 0.5\pi$ 方向的情况, 虚线代表 $\delta = 0.2\pi$ 方向的情况)

接着, 我们分别固定 THz 电场方向在 y' 轴 ($\xi = \frac{1}{2}\pi$) 和任一方向 ($\xi = \frac{1}{5}\pi$) 上, 进一步研究探测光的偏振方向对探测结果的影响, 其计算结果如图 10 所

示。从图可以看到，在这两种情况下，当探测光偏振态变化时，出现四次极值和四次零值，而且其极值水平也一样，只是取得极值和零值的位置偏移了。

上面的计算结果可以从(9)–(10)找到解释， d_1 和 $d_2 - d_4$ 是影响探测计算结果的两个决定参数，而它们都只与 $\xi + 2\delta$ 有关，因此，不管 ξ 或者 δ 的初始取值，都可以通过调节另外一个角度来达到相同的效果。

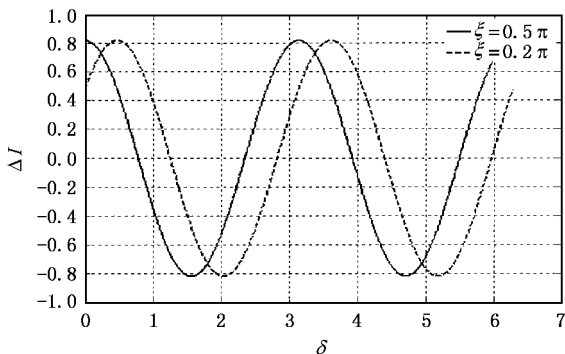


图 10 探测光偏振方向(δ)对探测结果的影响(实线代表 THz 电场方向在 $\xi = 0.5\pi$ 方向的情况,虚线代表 $\xi = 0.2\pi$ 方向的情况)

我们继续研究 THz 辐射方向和探测光偏振方向一起变化对 THz 探测的影响，分别使两者的夹角为 $\frac{1}{2}\pi$ (垂直)、 $\frac{1}{4}\pi$ 和 0 (平行)，计算结果如图 11 所示。我们看到，三条曲线的形状是一样的，只是位置相差 $\frac{1}{4}\pi$ 。也就是说不管两者的夹角如何，都可以转动探测晶体，获得最优的探测结果。这一点跟沿(110)方向传播的情况是不相同的，这个特性使得沿(111)传播存在潜在的用途。两者平行时的计算结果与已有实验相符合^[19]。

2.3. 沿(345)方向传播的情况

建立实验室坐标系(x', y', z')， x' 垂直于晶面(345)，而 y', z' 在晶面(345)内，同时 z' 轴还落在 x' 轴与 z 轴形成的平面内，如图 12 所示。(345)晶面是探测光和 THz 信号入射面， E_T 和 E_p 都落在(345)面内，分别与 z' 轴成 ξ 和 δ 角，如图 13 所示。

类似前面的做法，我们得到 a, b, c 在晶轴坐标系中的坐标为

$$a = (0.6\cos(\delta) - 0.3462\sin(\delta), -0.8\cos(\delta) - 0.2596\sin(\delta), 0.9015\sin(\delta)), \quad (11)$$

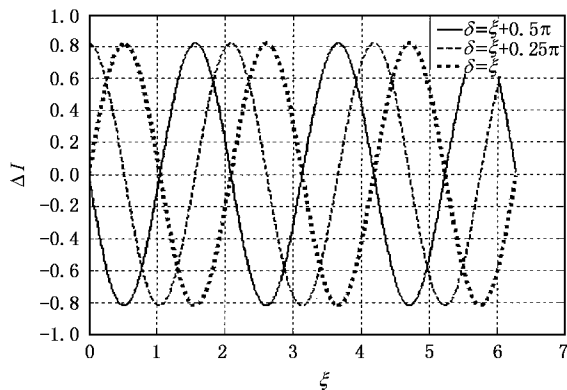


图 11 THz 电场方向和探测光偏振方向对探测结果的影响(实线代表两者垂直情况,虚线代表两者夹角为 0.25π 的情况,黑点线代表两者平行情况)

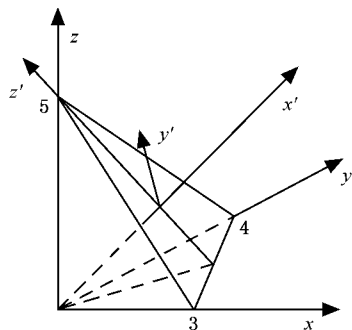


图 12 坐标系(x', y', z')与晶轴坐标系(x, y, z)的关系

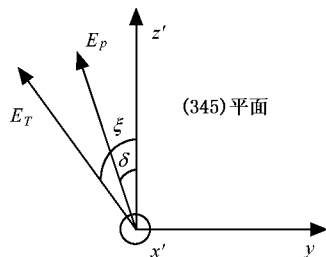


图 13 探测光与 THz 信号在(345)面上的方向关系

$$b = (-0.6\sin(\delta) - 0.3462\cos(\delta), 0.8\sin(\delta) - 0.2596\cos(\delta), 0.9015\cos(\delta)), \quad (12)$$

$$c = (-0.6\sin(\xi) - 0.3462\cos(\xi), 0.8\sin(\xi) - 0.2596\cos(\xi), 0.9015\cos(\xi)). \quad (13)$$

而 d_1 和 $d_2 - d_4$ 相应的表达式为

$$d_1 = \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63} [c_1 (a_2 b_3 + a_3 b_2)]$$

$$+ c_2(a_3 b_1 + a_1 b_3) + c_3(a_1 b_2 + a_2 b_1)], \quad (14)$$

$$d_2 - d_4 = k_0 n_0^3 E_0 r_{63} [c_1(a_2 a_3 - b_2 b_3) + c_2(a_1 a_3 - b_1 b_3) + c_3(a_1 a_2 - b_1 b_2)]. \quad (15)$$

有了(11)–(15)式,我们就可以做相应的数值计算. 我们计算发现在 $\delta = n\pi + 1.6484$ 和 $\xi = n\pi + 1.2084$ 时 ΔI 达到了最大值,为 0.8972,它介于沿(110)方向传播的最大值和沿(111)方向传播的最大值之间.

首先,研究 THz 电场方向对探测结果的影响. 我们先固定探测光的方向在取得最大值的方向上($\delta = 1.6484$),从图 14 可以看到,在 THz 电场方向绕 x' 轴一周时 ΔI 出现两次极值和零值;然后我们让探测光在任一方向上($\delta = \frac{1}{5}\pi$), ΔI 同样出现两次极值和零值,但其极值要比 $\delta = 1.6484$ 情况小一些.

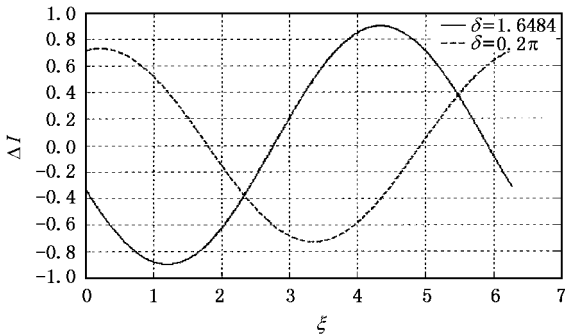


图 14 THz 电场方向(ξ)对探测结果的影响(实线代表探测光在 $\delta = 1.6484$ 方向的情况,虚线代表 $\delta = 0.2\pi$ 方向的情况)

接着进一步研究探测光的偏振方向对探测结果的影响. 我们分别使 THz 电场方向固定在取得最大值的方向($\xi = 1.2084$)上和任一方向($\xi = \frac{1}{5}\pi$)上,结果如图 15 所示. 我们发现,在探测光偏振态变化一周时,两种情况都出现四次极值和四次零值,只是前者极值比后者大一些,取得极值和零值的位置也发生了些偏移.

最后,研究 THz 辐射方向和探测光偏振方向一起变化对 THz 探测的影响,分别使两者的夹角为 $\frac{1}{2}\pi$ (垂直), $\frac{1}{4}\pi$ 和 π (平行),其结果如图 16 所示.

在这个传播方向上,如果采用折射率椭球计算,其过程会相当复杂,因为探测光和 THz 辐射电场方向都不是特殊的,很难找到一个变换将外加电场作

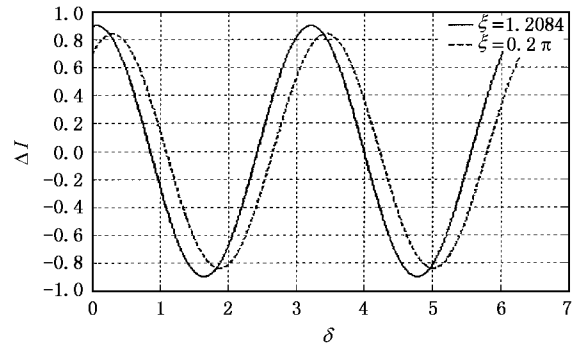


图 15 探测光偏振方向(δ)对探测结果的影响(实线代表 THz 电场方向在 $\xi = 1.2084$ 方向的情况,虚线代表 $\xi = 0.2\pi$ 方向的情况)

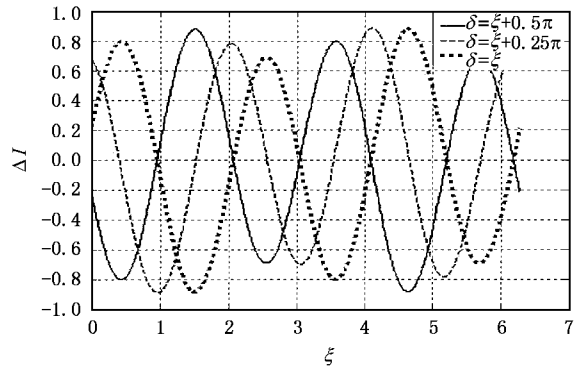


图 16 THz 电场方向和探测光偏振方向对探测结果的影响(实线代表两者垂直情况,虚线代表两者夹角为 0.25π 的情况,黑点线代表两者平行情况)

用下的折射率椭球方程化成标准的折射率椭球方程,要研究它们偏振态变化对探测的影响更加困难.

3. 结 论

我们采用线性电光效应耦合波理论,分别研究了探测光沿(110)、(111)和(345)三个方向传播时,THz 信号和探测光的偏振方向对电光探测的影响. 计算结果表明,沿(110)方向传播的情况可以达到最大的探测灵敏度,最适合做 THz 电光探测的;沿(111)方向传播情况由于其特殊性,有望找到潜在的应用,而沿(345)方向传播的情况,由于采用折射率椭球理论研究比较困难,之前尚未有人研究过偏振方向对电光探测的影响,我们发现其性质介于两者之间. 由于探测结果对偏振态敏感,因此可为偏振态测量提供了一种可能方法. 最后,我们的计算方法具有普遍性,可以用于其他电光晶体的电光探

测的分析.

- [1] Smith P R , Auston D H , Nuss M C 1988 *IEEE J Quantum Electron* **24** 255
- [2] van Exter M , Grischkowsky D R 1990 *IEEE Trans Micro Wave Theory Tech.* **38** 1684
- [3] Pedersen J E , Keiding S R 1992 *IEEE Quantum Electronics* **28** 2518
- [4] Wu Q , Zhang X C 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 3523
- [5] Jepsen P U , Winnewisser C , Shall M *et al* 1996 *Phys. Rev.* **E53** 3052
- [6] Nahata A , Weling A S , Heinz T F 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 2321
- [7] Li M , Cho G C , Lu T M *et al* 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 2113
- [8] Wu Q , Hewitt T D , Zhang X C 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 1026
- [9] Liu R , Gu C M , He L R *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1217 (in Chinese) 刘 锐、顾春明、贺莉蓉 等 2004 物理学报 **53** 1217]
- [10] Wang S H , Ferguson B , Zhang C L *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 120 (in Chinese) 王少宏、Ferguson B、张存林 等 2003 物理学报 **52** 120]
- [11] Chen Q , Tani M , Jiang Z P *et al* 2001 *J. Opt. Soc. Am.* **B18** 823
- [12] Duvillaret L , Rialland S , Coutaz J L 2002 *J. Opt. Soc. Am.* **B19** 2704
- [13] van der Valk N C J , Wenckebach T , Planken P C M 2004 *J. Opt. Soc. Am.* **B** **21** 622
- [14] She W L , Lee W K 2001 *Optics Communication* **195** 303
- [15] Chen Q , Zhang X C 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 3435
- [16] Planken P C M , Nienhuys H K , Bakker H J *et al* 2001 *J. Opt. Soc. Am.* **B** **18** 313
- [17] Gu C M , Liu R , He L R *et al* 2004 *J. Infrared Millim. Waves* **23** 333 (in Chinese) 顾春明、刘 锐、贺莉蓉 等 2004 红外与毫米波学报 **23** 333]
- [18] Zheng G L , Wu D D , She W L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** (in Chinese) [郑国梁、吴丹丹、余卫龙 2005 物理学报 **54** 3063]
- [19] Holzman J F , Vermeulen F E , Irvine S E *et al* 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 2294

Effect of polarization of THz pulse and probe pulse on THz electro-optic detection^{*}

Zheng Guo-Liang She Wei-Long[†]

(State key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies , Zhongshan University , Guangzhou 510275 , China)

(Received 6 April 2005 ; revised manuscript received 24 August 2005)

Abstract

We studied the effect of polarization of terahertz pulse and probe beam on terahertz detection in optically isotropic detection crystals using wave coupling theory of linear electro-optic effect. The study results show that the effect is remarkable , and the detection can get its largest sensitivity when the probe beam propagates along (110) direction which is most suitable for terahertz detection. Some of the study results are in good agreement with the previously published experimental results. So our study is helpful for the design of electro-optic detectors.

Keywords : electro-optic detection , THz radiation , polarization , wave coupling theory of linear electro-optic effect

PACC : 0762 , 7820J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10374121 , 10574167).

[†] E-mail : stils02@zsu.edu.cn