

THz 辐射电光探测原理分析新方法*

郑国梁 吴丹丹 余卫龙†

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2004 年 9 月 27 日收到, 2004 年 12 月 13 日收到修改稿)

采用线性电光效应耦合波理论, 得到一种全新简便的基于线性电光效应的 THz 辐射电光探测原理的分析方法. 这种方法不仅适用于一切各向同性晶体, 也适用于探测光沿光轴传播的单轴晶体. 它可以方便地描述在探测光偏振状态和 THz 辐射电场方向都任意的情况下探测器的行为, 并可以得到探测器的优化设计方案. 同时此方法不需要复杂的坐标变换, 计算方便简洁, 而且得到一些在其他理论中没有得到的结论, 有望给电光探测器设计者提供有益的参考.

关键词: 电光探测器, THz, 线性电光效应耦合波理论

PACC: 0762, 7820J

1. 引言

近年来, THz 辐射已引起很多研究者广泛兴趣^[1-12]. 随着 THz 时域光谱的发展^[1-3], 电光探测作为 THz 辐射的一种重要探测方法越来越受到人们的重视^[4, 5]. 这是因为电光探测在 THz 光谱^[3, 6, 7]、成像^[8, 10]等方面有着重要的应用. 基于线性电光效应的 THz 辐射探测原理是电光晶体在外场(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, 偏振态会发生改变, 此现象即“线性电光效应”. 我们通过研究出射探测光的状态得知外电场的信息. 研究线性电光效应的传统方法是“折射率椭球法”, 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. van der Valk 等^[13]提出另一种电光探测分析方法, 这种方法对任意的入射光偏振态以及任意探测光偏振态时都可以计算分析, 但是, 这种方法在推导过程中采用了一些近似, 坐标变换也相当繁琐, 而且只适用于各向同性晶体, 应用范围狭窄. 因此, 发展一种简便的电光探测器理论描述方法很有意义. She 等^[14]提出一套全新的线性电光的耦合波理论, 这个理论为研究线性电光效应提供了有效的方法. 本文利用线性电光的耦

合波理论对电光探测器进行研究, 得到一种新的理论描述方法, 它适用于一切各向同性晶体以及探测光沿晶体光轴传播的单轴晶体, 而且这种方法还可以应用于任意的探测光偏振状态和任意 THz 辐射电场方向的情况.

2. 理论分析

She 等^[14]给出的线性电光效应的耦合波方程如下:

$$\begin{cases} \frac{dE_1(r)}{dr} = -id_1 E_2(r) e^{i\Delta k r} - id_2 E_1(r), \\ \frac{dE_2(r)}{dr} = -id_3 E_1(r) e^{-i\Delta k r} - id_4 E_2(r), \end{cases} \quad (1)$$

其中 $\Delta k = k_2 - k_1$, $E_1(r)$ 和 $E_2(r)$ 是光场的两个垂直分量, k_1 和 k_2 分别对应两个光场的波矢, d_i ($i = 1, 2, 3, 4$) 的表达式如下:

$$\begin{cases} d_1 = \frac{k_0}{2n_1} r_{\text{eff}} E_0, \\ d_2 = \frac{k_0}{2n_1} r_{\text{eff}2} E_0, \\ d_3 = \frac{k_0}{2n_2} r_{\text{eff}} E_0, \\ d_4 = \frac{k_0}{2n_2} r_{\text{eff}3} E_0, \end{cases} \quad (2)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 10374121)和广东省自然科学基金(批准号: 031567)资助的课题.

† E-mail: stils02@zsu.edu.cn

其中 k_0 是光在真空中的波矢, $r_{\text{eff}i}$ ($i = 1, 2, 3$) 是有效电光系数, E_0 是外加场的振幅, 在 THz 探测中, 指的是 THz 辐射电场的振幅 E_T , n_1 和 n_2 分别是光场分量 $E_1(r)$ 和 $E_2(r)$ 的折射率.

记

$$\begin{cases} E_1(r) = E_1(r) \mathbf{a}, \\ E_2(r) = E_2(r) \mathbf{b}, \\ E(0) = E_0 \mathbf{c}, \end{cases} \quad (3)$$

则有效电光系数可以表示成

$$\begin{cases} r_{\text{eff}1} = \sum_{j,k,l} (\epsilon_{jj} \epsilon_{kk} \chi a_j r_{jkl} b_k c_l), \\ r_{\text{eff}2} = \sum_{j,k,l} (\epsilon_{jj} \epsilon_{kk} \chi a_j r_{jkl} a_k c_l), \\ r_{\text{eff}3} = \sum_{j,k,l} (\epsilon_{jj} \epsilon_{kk} \chi b_j r_{jkl} b_k c_l), \\ r_{jkl} = -\frac{2\chi_{jkl}^{(2)}(-\omega, \omega, \omega)}{\epsilon_{jj} \epsilon_{kk}}, \end{cases} \quad (j, k, l = 1, 2, 3), \quad (4)$$

其中 r_{jkl} 和 $\chi_{jkl}^{(2)}$ 是电光张量元和二阶非线性极化率, ϵ_{jj} 和 ϵ_{kk} 是介电张量的对角元, 且有 $\epsilon_{jj} = n_{jj}^2$, $\epsilon_{kk} = n_{kk}^2$.

对于一般的电光探测器, 都是采用各向同性晶体或者探测光沿光轴传播的单轴晶体, 此时 $\Delta k = 0$. 下面我们针对这种情况进行详细研究, 在线性电光效应的耦合波理论中, 当 $\Delta k = 0$, 不失一般性, 可以设 $E_1(0) = 0$, 这时方程 (1) 的解为^[14]

$$\begin{cases} \tilde{E}_1(\omega) = E_1(r) e^{ik_1 r} = \rho_1(r) e^{(k_1 + \beta)r} e^{i\phi_1(r)}, \\ \tilde{E}_2(\omega) = E_2(r) e^{ik_2 r} = \rho_2(r) e^{(k_1 + \beta)r} e^{i\phi_2(r)}. \end{cases} \quad (5)$$

其中

$$\begin{cases} \rho_1(r) = |E_2(0)| \sqrt{\frac{4d_1^2}{4d_1^2 + (d_2 - d_4)^2} \sin^2(\mu r)}, \\ \phi_1(r) = \arg\left\{-i \frac{d_1 E_2(0)}{\mu} \sin(\mu r)\right\} = \pm \frac{\pi}{2}, \\ \rho_2(r) = |E_2(0)| \\ \quad \times \sqrt{\cos^2(\mu r) + \frac{(d_2 - d_4)^2}{4d_1^2 + (d_2 - d_4)^2} \sin^2(\mu r)}, \\ \phi_2(r) = \arg\left\{E_2(0) \cos(\mu r) - i \frac{\gamma}{\mu} E_2(0) \sin(\mu r)\right\}, \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} \beta = \frac{-d_2 - d_4}{2}, \\ \gamma = \frac{d_4 - d_2}{2}, \\ \mu = \frac{\sqrt{(d_2 - d_4)^2 + 4d_1 d_3}}{2}. \end{cases} \quad (7)$$

电光探测原理可用图 1 来说明. 探测光首先进入探测晶体, 再通过 $\frac{\lambda}{4}$ 片, 然后被渥拉斯顿棱镜 (WP) 分成两束, 最后由两个光电二级管 (D_1, D_2) 探测两束光的光强之差.

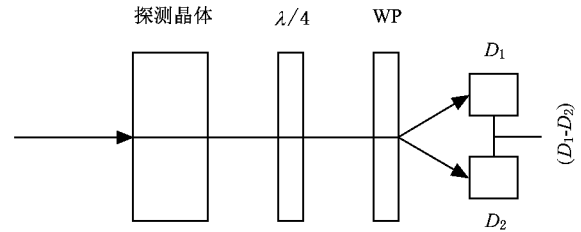


图 1 电光探测的一般装置

设 $\frac{\lambda}{4}$ 片的慢轴方向是 \hat{r}_{11} , 快轴方向是 \hat{r}_{12} , 渥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 是探测光初始光场方向, \hat{E}_1, \hat{E}_2 是探测光在电光晶体中的两个互相垂直的光场分量的方向矢量, 其中 $\hat{E}_2 \parallel \hat{E}_p$.

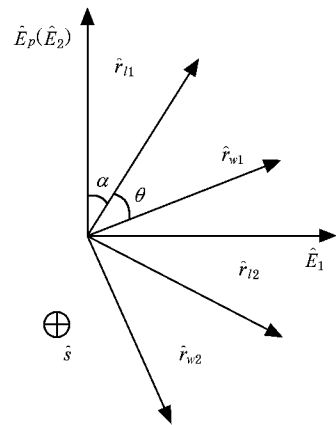


图 2 探测器中各矢量关系图

探测光首先进入电光晶体, 根据线性耦合波理论, 可以知道从电光晶体出来后, 探测光变为

$$\begin{aligned} \tilde{E}_c(\omega) = & \rho_1(L) e^{(k_1 + \beta)L} e^{i\phi_1(L)} \hat{E}_1 \\ & + \rho_2(L) e^{(k_1 + \beta)L} e^{i\phi_2(L)} \hat{E}_2, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 L 是电光晶体的长度.

探测光通过 $\frac{\lambda}{4}$ 片后, 沿快轴方向的分量相位超

前 $\frac{\pi}{2}$ 然后探测光进入渥拉斯顿棱镜 WP, 由它分离出的两束光场分别为

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{1w}(\omega) = & (\rho_1(L) e^{(k_1+\beta)L} e^{i\phi_1(L)} \sin\alpha \\ & + \rho_2(L) e^{(k_1+\beta)L} e^{i\phi_2(L)} \cos\alpha) \cos\theta \\ & + (\rho_1(L) e^{(k_1+\beta)L} e^{i\phi_1(L)} \cos\alpha \\ & - \rho_2(L) e^{(k_1+\beta)L} e^{i\phi_2(L)} \sin\alpha) \sin\theta, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{2w}(\omega) = & -(\rho_1(L) e^{(k_1+\beta)L} e^{i\phi_1(L)} \sin\alpha \\ & + \rho_2(L) e^{(k_1+\beta)L} e^{i\phi_2(L)} \cos\alpha) \sin\theta \\ & + (\rho_1(L) e^{(k_1+\beta)L} e^{i\phi_1(L)} \cos\alpha \\ & - \rho_2(L) e^{(k_1+\beta)L} e^{i\phi_2(L)} \sin\alpha) \cos\theta. \quad (10) \end{aligned}$$

于是, 由光电二极管探测到的光强差是

$$\begin{aligned} \Delta I = & \frac{\varepsilon_0 c n}{2} \left| |\tilde{E}_{1w}|^2 - |\tilde{E}_{2w}|^2 \right| \\ = & \left| \frac{\varepsilon_0 c n}{2} \{ \rho_2^2 \cos 2\alpha - \rho_1^2 \cos 2\alpha \right. \\ & + 2\rho_1 \rho_2 \sin 2\alpha \cos(\phi_2 - \phi_1) \} \cos 2\theta \\ & \left. + 2\rho_1 \rho_2 \sin(\phi_2 - \phi_1) \sin 2\theta \right|. \quad (11) \end{aligned}$$

(11) 式就是在一般情况下的探测结果, 但是这个结果表达式过于复杂, THz 辐射信号与探测结果关系难以分析. 因此, 在实际使用中, 常令 $\theta = \frac{\pi}{4}$, 因为在这种情况下, 它探测到的信号稳定, 信噪比高^[13]. 这个结论也可以从 (11) 式得到解释, 当 $\theta = \frac{\pi}{4}$ 时 (11) 式的第一项就自然为零了, 对探测结果没贡献, 而第二项却取得最大值. 同时可以看到, 在这种取向, 角度 α 变得无关了, 即在渥拉斯顿棱镜与 $\frac{\lambda}{4}$ 片方向关系确定以后, 探测光偏振方向与 $\frac{\lambda}{4}$ 片方向夹角是自由的.

在 $\theta = \frac{\pi}{4}$ 的情况下, 并留意到 $\phi_1(r) = \pm \frac{\pi}{2}$,

(11) 式就可以简化为

$$\Delta I = |I_1 - I_2| = \frac{\varepsilon_0 c n}{2} |2\rho_1 \rho_2 \cos\phi_2|. \quad (12)$$

为了使 ΔI 最大, 从 (12) 式可以看到, 让 $|\cos\phi_2| = 1$ 是一个行之有效的方法. 要满足 $|\cos\phi_2| = 1$, 需 $\phi_2 = n\pi$ (n 为整数), 从 (6) 式可以看到, 必须要求 $\gamma = 0$ 才满足. 而当 $\gamma = 0$ 则 $d_4 - d_2 = 0$. 这时, $\rho_1(r)$ 和 $\rho_2(r)$ 的表达式就变得相当简单, 为

$$\begin{cases} \rho_1(r) = E_2(0) \sin(\mu r), \\ \rho_2(r) = E_2(0) \cos(\mu r). \end{cases} \quad (13)$$

由于我们研究的是 $\Delta k = 0$ 情况, 有 $n_1 = n_2 = n_0$, 从 (2) (4) 和 (7) 式可以知道, $\mu = d_1 = d_3$, 由 (13) 式, 可以将 (12) 式写成

$$\begin{aligned} \Delta I = & \frac{\varepsilon_0 c n}{2} |2\rho_1 \rho_2| = \frac{\varepsilon_0 c n}{2} |E_2^2(0) \sin(2d_1 L)| \\ = & I_0 |\sin(2d_1 L)|, \quad (14) \end{aligned}$$

其中 I_0 是入射的探测光强.

在 $2d_1 L \ll 1$ 情况下 (14) 式可以近似为

$$\Delta I \approx |2I_0 d_1 L|. \quad (15)$$

由 (2) (4) 式, 可知 d_1 的一般表达式为

$$d_1 = \frac{k_0 n_0^3 E_T}{2} \sum_{j,k,l} a_j r_{jkl} b_k c_l. \quad (16)$$

将 (16) 式代入 (15) 式得到

$$\Delta I \approx |I_0 k_0 n_0^3 \mathcal{L} \left(\sum_{j,k,l} a_j r_{jkl} b_k c_l \right) E_T|. \quad (17)$$

可见, 探测的光强差跟 THz 辐射电场的振幅 E_T 是成正比的, 这个结论与过去的结果一致^[13].

3. 优化应用讨论

在我们这个理论中, 要使探测器在优化方案下工作, 必须要求 $|d_1|$ 最大, 同时必须满足 $d_4 - d_2 = 0$. 这个条件在其他理论中是没有出现过的.

3.1. 各向同性而无中心反演对称性的晶体

如具有 $\bar{4}3m$ 和 23 点群对称性的晶体, 这类晶体的非零电光系数为 $r_{41} = r_{52} = r_{63}$. 由 (2) (4) 式可以得到 d_1 的表达式为^[14]

$$\begin{aligned} d_1 = & \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63} [c_1 (a_2 b_3 + a_3 b_2) \\ & + c_2 (a_3 b_1 + a_1 b_3) \\ & + c_3 (a_1 b_2 + a_2 b_1)]. \quad (18) \end{aligned}$$

在一般情况下, 被探测的 THz 辐射信号与探测光的传播方向是相同的, 假设 THz 辐射信号只有横场分量 (远离发射源情况), 可知 THz 辐射电场方向同探测光波矢垂直, 即 $c \perp k$. 为方便计算, 我们进一步选 $c \parallel a$ 或 $c \parallel b$ (因为 $k \perp a, k \perp b$). 在 $d_4 - d_2 = 0$ 约束下, 我们用拉格朗日乘法, 求得 $|d_1|$ 的最大值为 $\frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63}$ ^[14]. 在实际应用中, 常使探测光沿特殊方向传播, 下面主要研究探测光沿晶轴、(110) 和

(111)方向传播的情况。

3.1.1. 沿晶轴方向传播

仍然假设 THz 辐射传播方向与探测光相同,而且只有横场分量,那么 d_1 的值将变成 0,同时 $d_4 = d_2 = 0$,从(14)式可知 $\Delta I = 0$,探测器不能工作.例如,探测光沿晶面(100)传播,那以 $a_1 = b_1 = c_1 = 0$,从(18)式可以方便看出, $d_1 = 0$,所以这种情况不适合用于横场探测,然而它却对纵场敏感,因为这时 $c_1 \neq 0$,可以用于 THz 辐射的近场探测^[15].

3.1.2. 沿(110)传播情况

我们建立实验室坐标系(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, E_T 和 E_p 都落在(110)面内,分别与 z (z')轴成 ξ 和 δ 角.

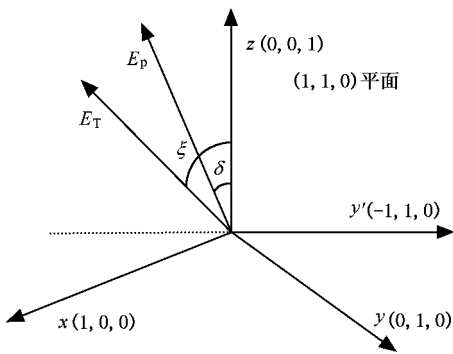


图3 实验室坐标系(x', y', z')与晶轴坐标系(x, y, z)的关系

根据坐标变换关系,可以得到探测光、THz 信号方向(即 a, b, c)在晶轴坐标系中的坐标,根据(2)和(4)式,可以求得 $d_1, d_2 - d_4$ 为

$$d_1 = \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63} \left(\sin \xi \cos 2\delta + \frac{1}{2} \cos \xi \sin 2\delta \right), \quad (19)$$

$$d_2 - d_4 = \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63} (2 \sin \xi \sin 2\delta - \cos \xi \cos 2\delta). \quad (20)$$

在 $d_2 - d_4 = 0$ 的条件下,求得 $|d_1|$ 的最大值是 $|d_1| = \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63}$,这时 $\delta = \pm \frac{\pi}{2}, \xi = \pm \frac{\pi}{2}$,或者 $\delta = 0, \xi = \pm \frac{\pi}{2}$.这表明要获得最优探测效果,探测光的入射偏振态应该与 y' 轴($\pm 1, \mp 1, 0$)或者 z' 轴($0, 0, \pm 1$)平行.

这种情况下求得的 $|d_1|$ 同前面用拉格朗日乘

子法求得的最大值是一样的,探测器在这种工作状态下最灵敏.这时

$$\Delta I \approx I_0 k_0 n_0^3 E_T r_{63} L = I_0 \frac{\omega n_0^3 L r_{63}}{c} E_T. \quad (21)$$

3.1.3. 沿(111)传播情况

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4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 (z')轴成 ξ 和 δ 角,如图5所示.

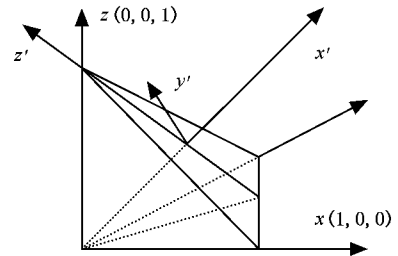


图4 坐标系(x', y', z')与晶轴坐标系(x, y, z)的关系

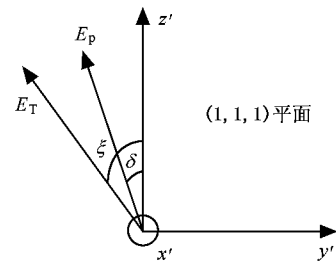


图5 探测光与 THz 信号在(111)面上的方向关系

根据坐标变换关系,我们可以得到 a, b, c 在晶轴坐标系中的取值,根据(2)和(4)式,可以求得 $d_1, d_2 - d_4$ 为

$$d_1 = \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63} \frac{\sqrt{6}}{3} \sin(\xi + 2\delta), \quad (22)$$

$$d_2 - d_4 = -\frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} r_{63} \frac{2\sqrt{6}}{3} \cos(\xi + 2\delta). \quad (23)$$

从(23)式知道,要满足 $d_2 - d_4 = 0$,要求 $\xi + 2\delta = n\pi + \frac{\pi}{2}$ (n 为整数),这时由(22)式可知, $|d_1|$ 的值是不变的,且取得最大值,为 $|d_1| = \frac{\sqrt{6} k_0 n_0^3 E_0}{3} \frac{r_{63}}{2}$,这时,

$$\Delta I \approx I_0 \frac{\sqrt{6}}{3} k_0 n_0^3 E_T r_{63} L$$

$$= I_0 \frac{\sqrt{6}}{3} \frac{\omega n_0^3 L r_{63}}{c} E_T. \quad (24)$$

这个结果表明当探测光和 THz 辐射信号沿 (111) 方向传播时, 如果 $\xi + 2\delta = n\pi + \frac{\pi}{2}$ (n 为整数), $|d_1|$ 的值不依赖于它们的偏振方向, 这给电光探测器提供新的潜在应用, 但这时的 $|d_1|$ 值是比沿 (110) 时小一些 (约为 1/1.22), 也就是说在这种情况下, 探测器不如探测光沿 (110) 传播时敏感^[13, 17]. 值得一提的是, $\xi + 2\delta = n\pi + \frac{\pi}{2}$ 这个富有指导性的关系在以往文献中没有报道过.

3.1.1—3.1.3 的计算结果同以往其他方法的计算结果是一致的^[13, 16, 17].

3.2. 单轴晶体

对于单轴晶体, 要求探测光必须沿光轴传播. 此时, d_1 和 $d_2 - d_4$ 的表达式为^[14]

$$d_1 = \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} \left[\frac{1}{2} \sum_k (r_{2k} - r_{1k}) c_k \sin 2\varphi + \sum_k r_{6k} c_k \cos 2\varphi \right], \quad (25)$$

$$d_2 - d_4 = \frac{k_0 n_0^3 E_0}{2} \left[\sum_k (r_{1k} - r_{2k}) c_k \cos 2\varphi + 2 \sum_k r_{6k} c_k \sin 2\varphi \right], \quad (26)$$

其中 φ 是 a 与晶轴 x 的夹角.

在 $d_2 - d_4 = 0$ 的条件下求 d_1 的最大值, 文献 [14] 的应用讨论部分已经给出了相关的结果.

在这种分析方法中, 只有个别优化方案在其他理论中得到, 而大部分优化结果在其他理论中都没有出现过^[14].

4. 结 论

我们利用线性电光效应的耦合波理论得到了一种 THz 辐射电光探测的描述方法. 这种方法不但适用于一切各向同性晶体, 还适用于探测光沿晶体光轴传播的单轴晶体. 用此方法计算的结果跟以往其他方法计算的结果相一致, 同时, 我们还得到一些新的具有指导意义的结论. 由于此方法不需要复杂的坐标变换, 可以方便得到探测器的优化设计方案. 因此, 此种方法可以给电光探测器设计提供有益的参考.

- [1] Smith P R, Auston D H and Nuss N C 1988 *IEEE J. Quantum Electron* **24** 255
- [2] van Exter M and Grischkowsky D R 1990 *IEEE Trans Micro Wave Theory Tech.* **38** 1684
- [3] Pedersen J E and Keiding S R 1992 *IEEE Quantum Electronics* **28** 2518
- [4] Wu Q and Zhang X C 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 3523
- [5] Jepsen P U *et al* 1996 *Phys. Rev. E* **53** 3052
- [6] Nahata A, Welington A S and Heinz T F 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 2321
- [7] Li M *et al* 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 2113
- [8] Wu Q, Hewitt T D and Zhang X C 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 1026
- [9] Liu R *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1217 (in Chinese) [刘锐等 2004 物理学报 **53** 1217]
- [10] Wang S H, Ferguson B, Zhang C L and Zhang X C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 120 (in Chinese) [王少宏, Ferguson B, 张存林,

张希成 2003 物理学报 **52** 120]

- [11] Hu Y, Zhang C L, Shen J L and Zhang X C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1772 (in Chinese) [胡颖, 张存林, 沈京玲, 张希成 2004 物理学报 **53** 1772]
- [12] Yang M, Zhou G H and Xiao X B 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2037 (in Chinese) [杨谋, 周光辉, 肖贤波 2003 物理学报 **52** 2037]
- [13] van der Valk N C J, Wenckebach T and Planken P C M 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 622
- [14] She W L and Lee W K 2001 *Optics Communication* **195** 303
- [15] van der Valk N C J and Planken P C M 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1558
- [16] Chen Q, Tani M, Jiang Z P and Zhang X C 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 823
- [17] Duvillaret L, Rialland S and Coutaz J L 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2704

A new method for analysis of electro-optic detection for THz radiation^{*}

Zheng Guo-Liang Wu Dan-Dan She Wei-Long[†]

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

(Received 27 September 2004 ; revised manuscript received 13 December 2004)

Abstract

A new method for description of electro-optic detection for THz radiation , using wave coupling theory of linear electro-optic effect is presented in this paper. This method is not only useable in all optically isotropic detection crystals ,but also usable in the situation that the probe beam propagates along the optical axis of uniaxial crystals. Also ,the description method can be used for all possible polarization directions of the probe beam and for arbitrary direction of the electric field of THz radiation. The description does not need complex coordinate transform ,and the calculation is very simple. Finally ,some conclusions have been drawn.

Keywords : electro-optic detector , THz , wave coupling theory of linear electro-optic effect

PACC : 0762 ,7820J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 10374121) ,and the Natural Science Foundation of Guangdong Province , China(Grant No. 031567).

[†]E-mail :stils02@zsu.edu.cn