

# 水平极化光在单轴吸收晶体中的传播\*

刘汉平<sup>1</sup>, 卢霏<sup>2</sup>, 王雪林<sup>3</sup>, 张瑞锋<sup>2</sup>, 刘祥志<sup>2</sup>

(1 德州学院 物理系, 德州 253023)

(2 山东大学 信息科学与工程学院, 济南 250100)

(3 山东大学 物理与微电子学院, 济南 250100)

**摘 要:**根据光在各向同性吸收介质中传播的分析方法, 引入了波法线矢量传播常量, 讨论了水平极化光在单轴吸收晶体中的传播规律, 得到了波法线折射率、光线折射率、吸收系数等描述吸收晶体性质和光传播性质的物理量的表达式, 推导出透明晶体的相应公式. 数值计算表明, 由该法得到的晶体表面的反射和透射系数与用复折射率表示法得到的结论一致.

**关键词:**水平极化光; 吸收晶体; 矢量传播常量; 复折射率

**中图分类号:** O436.2

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1004-4213(2009)04-956-6

## 0 引言

光在无吸收的晶体(完全透明)中的传播规律, 已有很多论述<sup>[1-3]</sup>. 当晶体通过离子扩散、交换、离子注入以及其它方法掺杂以后<sup>[4]</sup>, 或者对于电磁波谱中的不透明波段, 晶体对光将有一定程度的吸收, 即光在其中传播时会有损耗. 这种情况下光在晶体内的传播规律, 文献介绍不多. 采用处理各向同性吸收介质的复折射率方法, 可以得到光在晶体表面的反射和透射系数等物理量, 但得不到晶体的折射率、吸收系数等光学参量, 而这些参量对晶体元器件(例如光波导、频率转换器等)的制作和使用是非常重要的.

根据光矢量(即电场强度矢量)与入射面的关系, 可把入射光分为两类. 光矢量位于入射面时称为水平极化光, 简称为 P 光, 即 TM 波; 光矢量垂直于入射面时称为垂直极化光, 简称为 S 光, 即 TE 波. 本文对光在光轴垂直于晶体表面时的单轴吸收晶体内传播的一些特性进行了分析. 由于这种情况下 S 光是寻常光, 不产生双折射, 光的传播特性等同于各向同性吸收介质, 所以只讨论水平极化光的传播规律. 在讨论中假定晶体是非磁性物质, 即它的磁导率  $\mu$  等于真空磁导率  $\mu_0$ .

## 1 复折射率的处理方法

当光在两种理想的各向同性介质分界面反射和折射时, 反射系数和透射系数用菲涅耳公式表示<sup>[5]</sup>. 当介质对光有吸收时, 大多数文献在处理反射和透射系数时, 采用的是复折射率方法, 即把介质的折射率表示为  $(n - j\kappa)$  形式, 其中  $n$  是介质的折射率,  $\kappa$  是介质的消光系数<sup>[6]</sup>. 只要把菲涅耳公式中的折射率用  $(n - j\kappa)$  代替, 即可得到光在吸收介质分界面的反

射和透射系数.

关于介质对光的吸收规律, 当光垂直入射到各向同性吸收介质中时, 介质中光强可以用布格-郎伯定律表示为<sup>[5]</sup>

$$I = I_0 e^{-\alpha_l L} \quad (1)$$

式中,  $I_0$  是入射光强,  $I$  是传播距离  $L$  后的光强,  $\alpha_l$  是介质的吸收系数. 在光强比较小的情况下,  $\alpha_l$  由介质本身的性质和光波长决定, 与入射光强和介质大小无关. 介质的吸收系数与消光系数之间的关系表示为

$$\alpha_l = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} = 2k_0\kappa \quad (2)$$

式中,  $\lambda$  是真空中光波长,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  是光在真空中的传播常量. 但由文献<sup>[7]</sup>可知, 当光倾斜入射到吸收介质中时, 介质的吸收系数已经不能再表示为式(2)的形式. 也就是说, 用复折射率法来表示光的吸收系数很不方便.

对于光轴垂直于晶体表面时的单轴晶体, 假设晶体的上层是各向同性介质(例如空气), 折射率为  $n_1$ , 晶体的寻常和非常折射率分别为  $n_{20}$  和  $n_{2e}$ , 水平极化光从空气以角度  $\theta_1$  入射, 光线在晶体中的折射角分别为  $\theta_2$ , 入射面为  $y=0$  的平面, 光轴沿  $z$  轴方向, 如图 1.

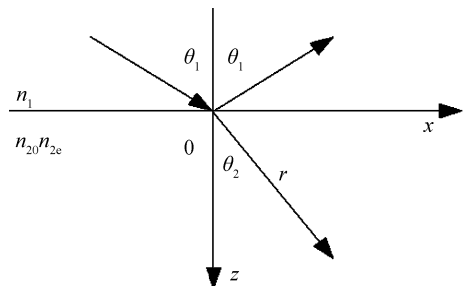


图 1 光在各向同性介质与晶体分界面的反射和折射  
Fig. 1 The reflection and transmission of light on the interface of isotropic media and crystal

\* 国家自然科学基金(10735070)资助

Tel: 0531-88369372 Email: liuhanping206@163.com

收稿日期: 2007-12-14

根据文献[1,2]和[6,8]可得,晶体对光无吸收时,水平极化光在晶体中传播时的光线折射率  $n_s$  和波法线折射率  $n_p$  以及光线折射角的正弦分别为

$$n_s = \frac{n_{2o}n_{2e}^2}{[(n_{2o}^2 - n_{2e}^2)n_1^2 \sin^2 \theta_1 + n_{2e}^4]^{1/2}} \quad (3)$$

$$n_p = [n_{2o}^2 + \frac{1}{n_{2e}^2}(n_{2e}^2 - n_{2o}^2)n_1^2 \sin^2 \theta_1]^{1/2} \quad (4)$$

$$\sin \theta_2 = \frac{n_{2o}n_1 \sin \theta_1}{[(n_{2o}^2 - n_{2e}^2)n_1^2 \sin^2 \theta_1 + n_{2e}^4]^{1/2}} \quad (5)$$

而晶体表面的反射和透射系数(用  $r_{1p}$ 、 $t_{1p}$  表示)分别为

$$r_{1p} = \frac{n_{2o}n_{2e} \cos \theta_1 - n_1(n_{2e}^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2}}{n_{2o}n_{2e} \cos \theta_1 + n_1(n_{2e}^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2}} \quad (6)$$

$$t_{1p} = \frac{2n_1[(n_{2o}^2 - n_{2e}^2)n_1^2 \sin^2 \theta_1 + n_{2e}^4]^{1/2} \cos \theta_1}{n_1 n_{2e} (n_{2e}^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2} + n_{2o} n_{2e} \cos \theta_1} \quad (7)$$

根据文献[9],对于各向异性而且对光有吸收的晶体,其光学性质除了用介电张量表征外,还必须另外引入电导率张量,这两个张量的主轴方向一般不重合,光在这种介质中传播的理论相当复杂.但对于具有较高对称性(至少是斜方对称)的晶体,这两个张量的主轴方向是重合的,光的传播规律相对简单一些,本文仅讨论这种情况.这时单轴晶体的三个相对主介电常量依次表示为  $(\epsilon_{rx} - j\epsilon_{ix})$ 、 $(\epsilon_{rx} - j\epsilon_{ix})$  和  $(\epsilon_{rz} - j\epsilon_{iz})$ ,晶体的寻常折射率和非常折射率表示为

$$\tilde{n}_{2o} = (\epsilon_{rx} - j\epsilon_{ix})^{1/2} \quad (8)$$

$$\tilde{n}_{2e} = (\epsilon_{rz} - j\epsilon_{iz})^{1/2} \quad (9)$$

即晶体的主轴折射率变为复数了,只要把式(6)、(7)中的折射率分别用式(8)、(9)表示的复折射率代替,即可得到光在吸收晶体上下表面的反射系数和透射系数.但是晶体的主轴折射率用复数表示以后,不再具有寻常和非常折射率的意义,对应的折射率  $n_s$ 、 $n_p$ 、角度  $\theta_2$  也变成复数了,不再具有实际的物理意义,而且无法表示出晶体对光的吸收系数.而它们是反映晶体光学性能的重要参量,对于晶体元器件的设计、制作和使用非常重要,因此必须寻找其它方法来确定这些物理量.

## 2 矢量传播常量法

对于光在各向同性吸收介质的传播,除了采用复折射率的方法外,文献[10-12]等把介质的传播常量表示为

$$\mathbf{k} = \boldsymbol{\beta} - j\boldsymbol{\alpha} \quad (10)$$

式中  $\boldsymbol{\beta}$  称为相位传播矢量,  $\boldsymbol{\alpha}$  称为振幅衰减矢量,两个矢量的方向一般情况下不一致,这种表示方法称为矢量传播常量法.引入矢量传播常量后,会发现光在介质中传播时,波的衰减方向沿着波法线方向,介质的吸收系数不能再简单地用式(2)来表示.波的等

振幅面与等相位面不再重合,变成了非均匀波.本文采用这种方法来讨论水平极化光在光轴垂直于晶体表面时的单轴吸收晶体中的传播规律.

### 2.1 波法线折射率和吸收系数

这种情况下入射光为非寻常光,在晶体内光线方向与波法线方向分离,但都在入射面  $y=0$  平面内,设波法线  $\mathbf{k}$  矢量与  $z$  轴夹角为  $\theta$ ,类似于各向同性吸收介质,传播常量表示为

$$\mathbf{k} = k_0 n (\sin \theta \mathbf{e}_x + \cos \theta \mathbf{e}_z) - j k_0 a \mathbf{e}_z \quad (11)$$

式中  $\mathbf{e}_x$  和  $\mathbf{e}_z$  为  $x$  轴和  $z$  轴的单位矢量,  $n$  为晶体的波法线折射率,  $a$  是表示晶体对光吸收的参量.晶体的主介电常量表示为

$$\epsilon_x = \epsilon_0 (\epsilon_{rx} - j\epsilon_{ix}) \quad (12)$$

$$\epsilon_z = \epsilon_0 (\epsilon_{rz} - j\epsilon_{iz}) \quad (13)$$

式中  $\epsilon_0$  是真空中介电常量,由麦克斯韦方程

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = j\omega \mathbf{D} = -j\mathbf{k} \times \mathbf{H} \quad (14)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -j\omega \mathbf{B} = -j\mathbf{k} \times \mathbf{E} \quad (15)$$

所以有

$$-\omega^2 \mu \mathbf{D} = \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \quad (16)$$

根据矢量公式

$$\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})\mathbf{b} - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})\mathbf{c}$$

可得

$$-\omega^2 \mu \mathbf{D} = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E})\mathbf{k} - k^2 \mathbf{E} \quad (17)$$

由于水平极化光电场的  $y$  分量为 0,所以

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = k_0 n \sin \theta E_x + k_0 (n \cos \theta - ja) E_z \quad (18)$$

$$k^2 = k_0^2 (n^2 - a^2 - j2nac \cos \theta) \quad (19)$$

式(17)的  $x$ 、 $z$  分量式为

$$\begin{cases} -\omega^2 \mu \epsilon_0 (\epsilon_{rx} - j\epsilon_{ix}) E_x = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) k_x - k^2 E_x \\ -\omega^2 \mu \epsilon_0 (\epsilon_{rz} - j\epsilon_{iz}) E_z = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) k_z - k^2 E_z \end{cases} \quad (20)$$

由于  $E_x$  和  $E_z$  不能同时为 0,故式(20)的系数行列式为 0

$$\begin{vmatrix} \epsilon_{rx} - n^2 \cos^2 \theta + a^2 & n \sin \theta (n \cos \theta - ja) \\ +j(2nac \cos \theta - \epsilon_{ix}) & \epsilon_{rz} - n^2 \sin^2 \theta - j\epsilon_{iz} \\ n \sin \theta (n \cos \theta - ja) & \epsilon_{rz} - n^2 \sin^2 \theta - j\epsilon_{iz} \end{vmatrix} = 0 \quad (21)$$

根据上式的实部和虚部分别为 0 可得

$$\begin{aligned} (\epsilon_{rx} \sin^2 \theta + \epsilon_{rz} \cos^2 \theta) n^2 - 2\epsilon_{ix} n a \cos \theta - \\ \epsilon_{rx} a^2 - (\epsilon_{rx} \epsilon_{rz} - \epsilon_{ix} \epsilon_{iz}) = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} (\epsilon_{ix} \sin^2 \theta + \epsilon_{iz} \cos^2 \theta) n^2 + 2\epsilon_{iz} n a \cos \theta - \\ \epsilon_{iz} a^2 - (\epsilon_{rx} \epsilon_{iz} + \epsilon_{ix} \epsilon_{rz}) = 0 \end{aligned} \quad (23)$$

由于波法线仍然满足折射定律<sup>[10]</sup>

$$n_1 \sin \theta_1 = n \sin \theta \quad (24)$$

可得

$$\sin \theta = \frac{1}{n} n_1 \sin \theta_1 \quad (25)$$

$$\cos \theta = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1} \quad (26)$$

引入  $a_1$  和  $a_2$  两个参量

$$a_1 = \epsilon_{rx} + n_1^2 \sin^2 \theta_1 \left(1 - \frac{\epsilon_{rx} \epsilon_{rz} + \epsilon_{ix} \epsilon_{iz}}{\epsilon_{rz}^2 + \epsilon_{iz}^2}\right) \quad (27)$$

$$a_2 = \frac{1}{4} (\epsilon_{ix} + n_1^2 \sin^2 \theta_1 \frac{\epsilon_{rx} \epsilon_{iz} - \epsilon_{ix} \epsilon_{rz}}{\epsilon_{rz}^2 + \epsilon_{iz}^2})^2 \quad (28)$$

可得  $n$  和  $a$  满足方程

$$n^2 - a^2 = a_1 \quad (29)$$

$$n^4 - n^2 (a_1 + n_1^2 \sin^2 \theta_1) - (a_2 - a_1 n_1^2 \sin^2 \theta_1) = 0 \quad (30)$$

因此  $n$  和  $a$  可以表示为

$$n^2 = \frac{1}{2} (a_1 + n_1^2 \sin^2 \theta_1 + \sqrt{(a_1 + n_1^2 \sin^2 \theta_1)^2 + 4(a_2 - a_1 n_1^2 \sin^2 \theta_1)}) \quad (31)$$

$$a^2 = n^2 - a_1 \quad (32)$$

由式(31)、(32)可以得出 P 光在晶体内的波法线折射率  $n$  及参量  $a$ . 设光在晶体表面入射点处的场强为  $E_0$ , 则晶体内的电场表示为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (33)$$

式中  $\omega$  是光的圆频率. 把式(11)带入上式可得

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-k_0 a r \cos \theta} e^{i[\omega t - k_0 n (\sin \theta e_x + \cos \theta e_z) \cdot \mathbf{r}]} \quad (34)$$

设晶体表面的光强为  $I_0$ , 则光在晶体内传播距离  $r$  后的光强为

$$I = I_0 e^{-2k_0 a r \cos \theta} = I_0 e^{-2k_0 a d} \quad (35)$$

式中  $d$  是光在垂直于晶体表面方向上传输的距离, 由此得到晶体对光的吸收系数为

$$\alpha_l = 2k_0 a \quad (36)$$

可见当单轴晶体对光有吸收时, 它的吸收系数不能简单地用式(2)来表示. 类似于光在各向同性吸收介质中传播, 当光在单轴吸收晶体中传播时, 光的衰减方向沿着波法线方向, 光的等振幅面与等相位面不再重合, 也变成了非均匀波. 当晶体对光无吸收时, 主介电常量的虚部  $\epsilon_{ix} = 0, \epsilon_{iz} = 0$ , 由式(27), (28), (31)得

$$a_1 = \epsilon_{rx} + n_1^2 \sin^2 \theta_1 \left(1 - \frac{\epsilon_{rx}}{\epsilon_{rz}}\right) \quad (37)$$

$$a_2 = 0 \quad (38)$$

$$n = a_1 \quad (39)$$

再考虑到式(8)、(9), 式(39)可表示为

$$n^2 = n_{2o}^2 + \frac{1}{n_{2e}^2} n_1^2 \sin^2 \theta_1 (n_{2e}^2 - n_{2o}^2) \quad (40)$$

容易看出这时的波法线折射率  $n$  与式(4)是一致的.

## 2.2 寻常折射率和非常折射率

当光沿着光轴方向传播时, 晶体无双折射现象, 此时入射角为 0, 对应的波法线折射率即为寻常折射率. 由式(27)、(28)、(31)可得  $n_{2o}$  和晶体对光的吸收系数为

$$n_{2o} = \left[\frac{1}{2} (\sqrt{\epsilon_{rx}^2 + \epsilon_{iz}^2} + \epsilon_{rx})\right]^{1/2} \quad (41)$$

$$\alpha_{lo} = 2k_0 \left[\frac{1}{2} (\sqrt{\epsilon_{rx}^2 + \epsilon_{iz}^2} - \epsilon_{rx})\right]^{1/2} \quad (42)$$

为了求出晶体的非常折射率, 假设晶体的光轴平行于晶体表面, 波法线沿着  $x$  轴方向, 入射面仍然是  $y=0$  的平面. 当光垂直于晶体表面入射时, 入射角为 0, 光在晶体中的传播方向与光轴垂直, 此时对应的波法线折射率为非常折射率. 类似于前面的讨论, 可求得  $n_{2e}$  和晶体对光的吸收系数为

$$n_{2e} = \left[\frac{1}{2} (\sqrt{\epsilon_{rx}^2 + \epsilon_{iz}^2} + \epsilon_{rx})\right]^{1/2} \quad (43)$$

$$\alpha_{le} = 2k_0 \left[\frac{1}{2} (\sqrt{\epsilon_{rx}^2 + \epsilon_{iz}^2} - \epsilon_{rx})\right]^{1/2} \quad (44)$$

可以证明, 当水平极化光垂直于晶体表面入射且光轴平行或垂直于晶体表面时, 式(41)和式(43)所表示的主轴折射率与式(8)、(9)表示的复折射率的实部是一致的, 式(42)和式(44)所表示的吸收系数与式(2)表示是一致的. 但当光不是垂直于晶体表面入射时, 由式(36)可知, 晶体的吸收系数与入射角有关, 不能简单地用式(2)来表示.

## 2.3 光线折射率和折射角

为求出光线折射率以及晶体上下表面的反射和透射系数, 设晶体中波的磁场强度为  $\mathbf{H}_2 = H_0 \mathbf{e}_y$ , 则有

$$\mathbf{D} = -\frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{H} = \frac{k_0 H_0}{\omega} [(n \cos \theta - ja) \mathbf{e}_x - n \sin \theta \mathbf{e}_z] \quad (45)$$

$$E_x = \frac{D_x}{\epsilon_0 (\epsilon_{rx} - j\epsilon_{ix})} = \frac{k_0 H_0 (n \cos \theta - ja)}{\omega \epsilon_0 (\epsilon_{rx} - j\epsilon_{ix})} \quad (46)$$

$$E_z = \frac{D_z}{\epsilon_0 (\epsilon_{rz} - j\epsilon_{iz})} = -\frac{k_0 H_0 n \sin \theta}{\omega \epsilon_0 (\epsilon_{rz} - j\epsilon_{iz})} \quad (47)$$

显然一般情况下 ( $E_x/E_z$ ) 是复数, 即晶体中的光是椭圆偏振光. 由  $E_x$  和  $E_z$  的系数行列式(21)有  $n \sin \theta (n \cos \theta - ja) E_x + (\epsilon_{rz} - n^2 \sin^2 \theta - j\epsilon_{iz}) E_z = 0$  (48) 令

$$X = -\frac{E_x}{E_z} = \frac{\epsilon_{rz} - n^2 \sin^2 \theta - j\epsilon_{iz}}{n \sin \theta (n \cos \theta - ja)} = x_1 + jx_2 \quad (49)$$

为了便于分析, 把椭圆偏振光分解为两束线偏振光, 其中一束  $P_1$  的电场  $E'$  为

$$E'_x = -x_1 E_z \quad (50)$$

$$E' = -E_z (x_1 \mathbf{e}_x - \mathbf{e}_z) \quad (51)$$

另一束偏振光  $P_2$  的电场  $E''$  为

$$\mathbf{E}'' = \mathbf{E} - \mathbf{E}' = (E_x \mathbf{e}_x + E_z \mathbf{e}_z) - (E'_x \mathbf{e}_x + E'_z \mathbf{e}_z) = [-(x_1 + jx_2) \mathbf{e}_x + \mathbf{e}_z] E_z + x_1 E_x \mathbf{e}_x - E_z \mathbf{e}_z = -jx_2 E_x \mathbf{e}_x \quad (52)$$

可见偏振光  $P_2$  的电场和磁场有 ( $\pi/2$ ) 的相位差, 其能流沿着  $z$  轴(或者波法线传播矢量的  $\alpha$  方向), 表征了光能量的衰减. 而对于偏振光  $P_1$ , 令

$$x_1 = -\frac{E'_x}{E'_z} = \text{ctg}\theta_2 \quad (53)$$

恰好是光线方向与  $z$  轴夹角,即光线折射角.根据式(49),光线折射角可以表示为

$$\tan \theta_2 = \frac{n \sin \theta (n^2 \cos^2 \theta + a^2)}{n \cos \theta (\epsilon_{rz} - n^2 \sin^2 \theta) + a \epsilon_{iz}} \quad (54)$$

根据文献[6],光的平均能流密度表示为

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \text{Re}(E'H^*) = \frac{k_0 n H_0^2 \sin \theta}{2 \epsilon_0 \omega \sin \theta_2} \cdot \frac{\epsilon_{rz}}{\epsilon_{rz}^2 + \epsilon_{iz}^2} \quad (55)$$

能量平均密度为

$$\omega = \frac{1}{2} \mu H_0^2 \quad (56)$$

所以光的能量传播速度为

$$v_r = \frac{\bar{S}}{\omega} = \frac{k_0 n \sin \theta}{\epsilon_0 \omega \mu \sin \theta_2} \cdot \frac{\epsilon_{rz}}{\epsilon_{rz}^2 + \epsilon_{iz}^2} \quad (57)$$

光线折射率为

$$n_r = \frac{C}{v_r} = \frac{(\epsilon_{rz}^2 + \epsilon_{iz}^2) \sin \theta_2}{\epsilon_{rz} n \sin \theta} \quad (58)$$

### 2.4 反射和透射系数

根据电磁场的边界条件可以得到光在空气与晶体分界面的反射和透射系数(分别用  $r_{p1}$ 、 $t_{p1}$  表示)为

$$r_{p1} = \frac{(\epsilon_{rx} - j\epsilon_{ix}) \cos \theta_1 - n_1 (n \cos \theta - ja)}{(\epsilon_{rx} - j\epsilon_{ix}) \cos \theta_1 + n_1 (n \cos \theta - ja)} \quad (59)$$

$$t_{p1} = \frac{2n_1 (n \cos \theta - ja) \sqrt{1 + 1/X^2} \cos \theta_1}{(\epsilon_{rx} - j\epsilon_{ix}) \cos \theta_1 + n_1 (n \cos \theta - ja)} \quad (60)$$

则表征了能量的传输,即是晶体中的实际光线,  $\theta_2$

### 3 两种表示方法的比较

可见,采用矢量传播常量法,可以推导出描述单轴吸收晶体传播水平极化光特性的物理量,如寻常折射率、非常折射率、光线折射率、波法线折射率、吸收系数、折射角等,根据这些物理量的数学表示,可以对晶体元气件进行最佳设计.而复折射率表示法无法给出这些参量的表达形式.通过前面的讨论还可以看出,当单轴晶体的主轴相对介电常量的虚部  $\epsilon_{ix} = 0, \epsilon_{iz} = 0$  时,由描述吸收晶体性质的物理量的表达形式可以推导出透明晶体的相应公式.

当单轴晶体的主轴相对介电常量的虚部  $\epsilon_{ix} \neq 0, \epsilon_{iz} \neq 0$  时,对复折射率表示法和矢量传播常量法所推导出的反射和透射系数,采用 Matlab 编程,进行了数值计算.发现,两种方法得到的结果的差别是可以忽略的.例如取相对介电常量为  $\epsilon_{rx} = 4.5, \epsilon_{ix} = 10^{-3}, \epsilon_{rz} = 4.3, \epsilon_{iz} = 5 \times 10^{-4}$ ,光波长为 600 nm 时,由式(6)、(7)和式(59)、(60)两组公式给出的反射和透射系数的差值的实部和虚部,随入射角  $\theta_1$  从 0 度到 90 度时的变化曲线,如图 2. 其中的四组曲线分别为反射系数和透射系数差值的实部和虚部随入射角的变化曲线.改变相关参量时会得到的相同的结果.可以看出两种表示方法得出的反射和透射系数是一致的,从而证明本文给出的相关结论是正确的.

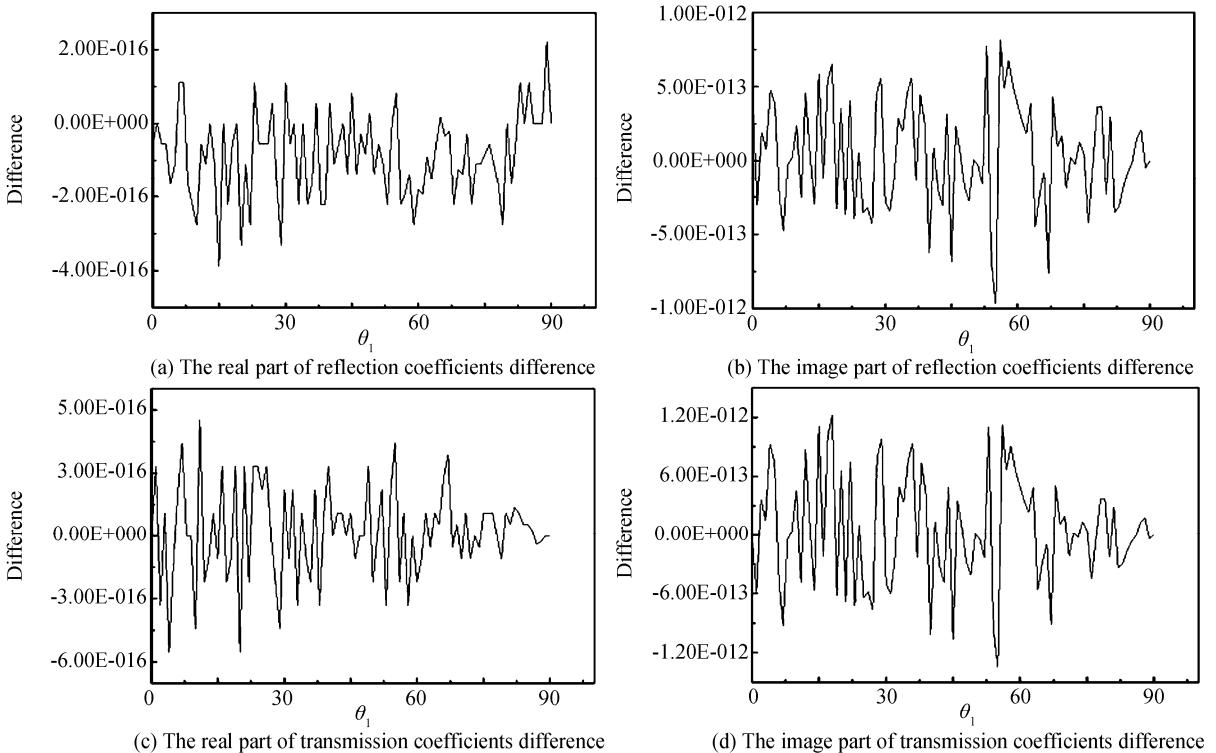


图 2 两种方法得到的反射率和透射率的数值比较

Fig. 2 Numeric comparing of the reflection coefficients and transmission coefficients derived from two methods

## 4 结论

采用波法线矢量传播常量,得到了一系列描述单轴吸收晶体传输水平极化光特性的物理量,这些参量很难通过描述光在吸收晶体中传播的复折射率表示法得出.通过与透明晶体相应公式的对比以及复折射率表示法的相关结论的数值比较,可以看出矢量传播常量法的有关分析是正确的,而且与复折射率表示法相比,矢量传播常量法对吸收晶体传输光特性的描述更准确、全面.

### 参考文献

- [1] JIN Shi-qi. Crystal Optics [M]. Beijing: Science Press, 1995. 金石琦. 晶体光学[M]. 北京: 科学出版社, 1995.
- [2] LEI Zhao-di. Introduction to Physical Optics [M]. Chengdu: Press of University of Electronic Science and Technology of China, 1993. 雷肇棣. 物理光学导论[M]. 成都: 电子科技大学出版社, 1993.
- [3] HUANG Ling-xiong, ZHANG Ge, HUANG Cheng-hui, *et al.* The principal refractive indices and thermal coefficients of  $\text{BiB}_3\text{O}_6$  crystal [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(7): 1005-1007. 黄凌雄, 张戈, 黄呈辉, 等.  $\text{BiB}_3\text{O}_6$  晶体主轴折射率及其温度系数[J]. 光子学报, 2006, **35**(7): 1005-1007.
- [4] HE Li-juan, DAI Li, XU Yu-heng. Effect and influence of  $\text{Mg}^{2+}$  on photorefractive properties of Ce: Fe: LN crystals [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(8): 1418-1421. 何丽娟, 代丽, 徐玉恒.  $\text{Mg}^{2+}$  对 Ce: Fe:  $\text{LiNbO}_3$  晶体光折变性能的作用和影响[J]. 光子学报, 2007, **36**(8): 1418-1421.
- [5] CAI Lv-zhong, WANG Cheng-yan, ZHOU Yu-fang. Optics [M]. Jinan: Press of Shandong University, 2002. 蔡履中, 王成岩, 周玉芳. 光学[M]. 济南: 山东大学出版社, 2002.
- [6] AZZAM R M A, BASHARA N M, LIANG Min-ji, *et al.* transl. Ellipsometry and polarized light [M]. Beijing: Science Press, 1996. R. M. A. 阿查姆, N. M. 巴夏拉, 梁民基, 等, 译. 椭圆偏振测量术和偏振光[M]. 北京: 科学出版社, 1996.
- [7] YANG Ru-gui. Electromagnetic field and electromagnetic wave [M]. Beijing: Higher Education Press, 2003. 杨儒贵. 电磁场与电磁波[M]. 北京: 高等教育出版社, 2003.
- [8] LIU Yi, MO Dang, ZHANG Yue-li. Spectroscopic ellipsometry theory of anisotropic thin films [J]. *Acta Scientiarum Naturalism Universitatis Sunyatseni*, 2004, **43**(6): 85-88. 刘毅, 莫党, 张曰理. 各向异性择优取向薄膜的椭圆偏光谱术理论[J]. 中山大学学报(自然科学版), 2004, **43**(6): 85-88.
- [9] BORN M, WOLF E, Huang Let-ian, *et al.* Principles of optics [M]. Beijing: Science Press, 1981. M. 玻恩 E. 沃耳夫. 著 黄乐天 陈熙谋 陈秉乾 译校. 光学原理[M]. 北京: 科学出版社, 1981.
- [10] LIU Jue-ping. Electrodynamics [M]. Beijing: Higher Education Press, 2004. 刘觉平. 电动力学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2004.
- [11] MAO Jun-jie, LIU Ying, ZHU Jian-qing. Basis of electromagnetic field and microwave engineering [M]. Beijing: Publishing House of Electronic Industry, 2004. 毛钧杰, 刘荧, 朱建清. 电磁场与微波工程基础[M]. 北京: 电子工业出版社, 2004.
- [12] LIU Fu-ping, WANG An-ling, YANG Chang-chun. The relation of directions of phase constant and attenuation constant in conductive media [J]. *College Physics*, 2006, **25**(2): 9-12. 刘福平, 王安玲, 杨长春. 导电介质中电磁波相移常量与振幅衰减常量的方向关系[J]. 大学物理, 2006, **25**(2): 9-12.

## Propagation of Parallel Polarization Light in Single Axis Absorption Crystal

LIU Han-ping<sup>1</sup>, LU Fei<sup>2</sup>, WANG Xue-lin<sup>3</sup>, ZHANG Rui-feng<sup>2</sup>, LIU Xiang-zhi<sup>2</sup>

(1 *Department of physics, Dezhou University, Dezhou 253023, China*)

(2 *School of Information Science and Engineering, Shandong University, Jinan 250100, China*)

(3 *School of Physics and Microelectronics, Shandong University, Jinan 250100, China*)

Received date: 2007-12-14

**Abstract:** Based on the analyzing method of light propagation in the isotropic absorption media, wave normal vector propagation constant was introduced. The propagation laws of parallel polarization light in single axis absorption crystal were discussed. The representations of the some physical parameters, which are used to describe the medium properties and light propagation properties, such as wave normal refractive index, light refractive index, absorption coefficient, were derived. The relative formula of transparent crystal can be deduced from these parameters. By numeric calculating, it's known that the reflection coefficients and transmission coefficients of parallel polarization light on the crystal surface derived from representation of vector propagation constant are same as those derived from method of complex refractive index. So the method of vector propagation constant to describe the propagation properties of light in absorption crystal is accurate and general.

**Key words:** Parallel polarization light; Absorption crystal; Vector propagation constant; Complex refractive index



**LIU Han-ping** was born in 1971. He received the B. S. degree in 1995 from Qufu Teacher University and the M. S. degree in 2005 from Yantai University. Currently, he is working toward the Ph. D. degree at the School of information science and engineering, Shandong University.