

非寻常光在单轴晶体薄膜中的反射-透射研究

唐 雄, 姚兰芳

(上海理工大学 理学院, 上海 200093)

摘要: 通过对非寻常光在光轴平行于入射面的单轴晶体中传播情况的分析, 研究了光轴平行于入射面时, 非寻常光在单轴晶体薄膜中的反射与透射特性. 根据入射光、反射光和折射光之间的相位匹配条件, 利用单轴晶体的折射率面和非寻常光光线与光波法线的关系, 得到单轴晶体光轴平行于入射面时其表面的边界条件. 然后根据晶体内部前后表面处电场量的相位关系, 联系两表面处的边界条件, 计算了单轴晶体薄膜的反射率与透射率. 应用得出的计算方法, 计算了石英(正晶体)薄膜和铌酸锂(负晶体)薄膜的透射率和折射率随光轴角度的变化关系. 结果表明, 计算方法正确, 不仅适合正晶体对负晶体也适用, 求解方法简单实用, 所给的表达式具有一般性, 可以直接使用.

关键词: 单轴晶体; 薄膜; 非寻常光; 电场量; 相位匹配; 边界条件

中图分类号: O 484.4 **文献标志码:** A

Reflecting and Refracting of Extraordinary Beam in Uniaxial Crystal Thin Film

TANG Xiong, YAO Lanfang

(School of Science, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: By analysing the spreading of extraordinary ray in uniaxial crystal when the optical axis is parallel to the incident plane, the extraordinary ray reflection and transmission properties in uniaxial crystal film were studied. Based on the refractive index surface of uniaxial crystal and the relationship between extraordinary ray and wave normal and according to the phase matching condition of incident light, reflected light and refracted light, the boundary conditions at the surfaces of uniaxial crystal were obtained when optical axial is parallel with the incident plane. Then, the reflectance and transmittance of crystal thin film were calculated based on the phase relationship and the boundary conditions at the surfaces of two crystal thin films. The transmittance and the relationship between the change of refractive index with optical axis angle of quartz (positive crystal) thin film and lithium niobate (negative crystal) thin film were calculated by using the method proposed. The results show that the method is correct and suitable for both positive crystal and negative crystal. The formulation given in the paper is general and representative.

收稿日期: 2013-08-23

基金项目: 沪江基金资助项目(B14004)

第一作者: 唐 雄(1988-), 男, 硕士研究生. 研究方向: 光学功能薄膜. E-mail: tangxiong321@126.com

通讯作者: 姚兰芳(1959-), 女, 副教授. 研究方向: 纳米功能薄膜与材料. E-mail: yao_lanfang@126.com

Key words: *uniaxial crystal; thin films; extraordinary ray; electric fields; phase matching; boundary condition*

光在介质薄膜中的折射和反射现象是光学研究的重要内容^[1],对于光在各项同性介质薄膜中的传播情况,传递矩阵方法^[2]已经比较完善.在单轴晶体薄膜中,入射光波分解为寻常光与非寻常光^[3]:寻常光电场量垂直于e光平面,寻常光在晶体中各方向的折射率相同均为 n_o ;非寻常光在晶体中的折射率随光波方向变化,而且e光波法线方向与e光光线存在一定夹角.光波在单轴晶体中的传播情况比在各项同性介质中复杂很多.

对于单轴晶体表面的反射和折射,文献[4-6]利用单轴晶体中各电磁场量的几何关系,研究了3种情况(晶体光轴平行于入射面、晶体光轴平行于界面和晶体光轴方向取向任意)下寻常光和非寻常光的反射透射特性.在上述3种情况中,当光轴平行于入射面时,e光主平面与入射面平行,s光即为寻常光,p光即为非寻常光.文献[7-8]分析了光轴平行于入射面时,非寻常光在晶体前后表面上的菲涅尔反射和折射规律,给出了反射率和透射率以及其相位关系的一般表达式.

虽然光波在晶体表面传播情况的研究已经比较完善,光波在单轴晶体薄膜中的传播情况还少有研究.本文在上述研究工作的基础上,研究光轴平行于入射面时,非寻常光在单轴晶体薄膜中的反射与透射特性.

1 非寻常光光波法线在晶体薄膜中的几何关系

如图1所示,非寻常光从各项同性介质中入射到单轴晶体薄膜中,再从薄膜中出射到各向同性介质中.在入射面上建立平面坐标系,其中 x 轴平行于界面, y 轴平行于界面法线.规定晶体中沿 y 轴负方向行进的光波为正向行进波,用上标“+”表示;沿 y 轴正方向行进的光波为反向行进波,用上标“-”表示.图中, $\theta_i, \theta_r, \theta_e^+, \theta_e^-, \theta_t$ 分别为非寻常光入射角、反射角、正向行进波与界面法线夹角、反向行进波与界面法线夹角、折射角; $\vec{k}_i^+, \vec{k}_r^+, \vec{k}_e^+, \vec{k}_e^-, \vec{k}_t$

分别为对应的入射波矢、反射波矢、正向行进光波矢、反向行进光波矢、折射波矢; φ 为光轴与界面夹角.设入射介质与反射介质的折射率均为空气,折射率 $n_o = n_t = 1$;晶体的主折射率分别为 n_o, n_e ;薄膜厚度为 d .

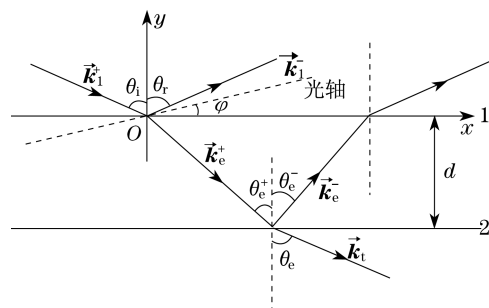


图1 非寻常光光波在单轴晶体薄膜中的几何关系
Fig.1 Geometric relationship of extraordinary light wave in uniaxial crystal thin film

在晶体薄膜中,正向行进光波与反向行进光波与光轴的夹角不同,因此对应的折射率也不相同.非寻常光光波法线与光轴之间的夹角 ψ_e^+ 和折射率之间的关系为^[9]

$$n_e^{\pm} = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \psi_e^{\pm} + n_e^2 \cos^2 \psi_e^{\pm}}} \quad (1)$$

晶体薄膜中入射光、反射光和折射光之间的相位匹配条件为

$$\begin{aligned} n_o \sin \theta_i &= n_o \sin \theta_r = n_e^+ \sin \theta_e^+ = \\ n_e^- \sin \theta_e^- &= n_o \sin \theta_t \end{aligned} \quad (2)$$

根据式(2)容易得到晶体薄膜的反射角 θ_r 和折射角 θ_t 分别为

$$\begin{aligned} \theta_r &= \arcsin\left(\frac{n_o \sin \theta_i}{n_o}\right) = \theta_i \\ \theta_t &= \arcsin\left(\frac{n_o \sin \theta_i}{n_t}\right) \end{aligned}$$

在晶体薄膜上表面即界面1处非寻常光光波法线与光轴的关系为 $\psi_e^+ = \frac{\pi}{2} - \theta_e^+ + \varphi$,结合式(1)与式(2)可以得到

$$\frac{n_o n_e}{\sqrt{(n_o^2 \sin^2 \varphi + n_e^2 \cos^2 \varphi) \cot^2 \theta_e^+ + (n_e^2 - n_o^2) \cot \theta_e^+ + (n_o^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi)}} = n_o \sin \theta_i$$

对上述方程进行求解可以得到

$$\cot \theta_e^+ =$$

$$\frac{(n_e^2 - n_0^2) \sin 2\varphi \pm 2n_0 n_e \sqrt{\frac{n_0^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi}{n_0^2 \sin^2 \theta_i}} - 1}{2(n_0^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi)}$$

因为 $n_0 n_e \sqrt{\frac{n_0^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi}{n_0^2 \sin^2 \theta_i}} - 1 > (n_e^2 - n_0^2) \sin 2\varphi$, 所以上式分子中的符号取为“+”号, 即有

$$\tan \theta_e^+ =$$

$$\frac{2(n_0^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi)}{(n_e^2 - n_0^2) \sin 2\varphi + 2n_0 n_e \sqrt{\frac{n_0^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi}{n_0^2 \sin^2 \theta_i}} - 1} \quad (3)$$

类似地, 反向行进波法线与界面法线夹角 θ_e^- 可由下式求得, 即

$$\tan \theta_e^- =$$

$$\frac{2(n_0^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi)}{(n_0^2 - n_e^2) \sin 2\varphi + 2n_0 n_e \sqrt{\frac{n_0^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi}{n_0^2 \sin^2 \theta_i}} - 1} \quad (4)$$

在单轴晶体中 e 光光线方向与光波法线方向一般不同, 两者都在 e 光平面即入射面内, e 光光线与光轴夹角 ψ_s 和 e 光波法线与光轴夹角 ψ_e 之间的关系为

$$\tan \psi_s = \frac{n_0^2}{n_e^2} \tan \psi_e$$

单轴晶体薄膜上表面处 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的矢量关系如图 2 所示, $\vec{s}_e^+$ 和 $\vec{s}_e^-$ 分别为正向行进光线和反向行进光线矢量; $\vec{E}_i, \vec{E}_r, \vec{E}_e^+$ 和 $\vec{E}_e^-$ 分别为入射、反射、正向行进和反向行进电场矢量; $\vec{H}_i, \vec{H}_r, \vec{H}_e^+$ 和 $\vec{H}_e^-$ 分别为入射、反射、正向行进和反向行进磁场矢量; 其它量与图 1 相同. 从图中可以看出 $n_e > n_o$, 即本文中研究的单轴晶体为正单轴晶体, 正向行进 e 光光线与光波矢量之间的夹角 α^+ 可由下式求得, 即

$$\tan \alpha^+ = \tan(\psi_e^+ - \psi_s^+) =$$

$$\left(1 - \frac{n_0^2}{n_e^2}\right) \frac{\cot(\theta_e^+ - \varphi)}{1 + \frac{n_0^2}{n_e^2} \cot^2(\theta_e^+ - \varphi)} \quad (5)$$

从而, 反向行进 e 光光线与界面法线之间的夹角 θ_s^+ 可由下式求得为

$$\theta_s^+ = \theta_e^+ + \alpha^+ \quad (6)$$

单轴晶体薄膜下表面 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的矢量关系如图 3 所示, 图中各量与图 1、图 2 相同. 反向行进 e 光光线与光波矢量之间的夹角 α^- 可由下式求得

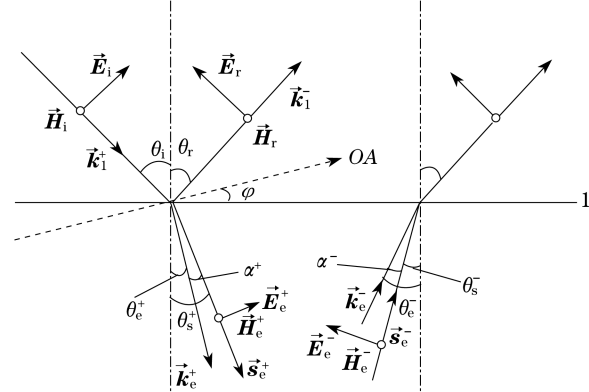


图 2 单轴晶体薄膜上表面处 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的矢量关系
Fig.2 Vector relation of $\mathbf{E}$ and $\mathbf{H}$ at the uniaxial crystal thin film upper surface

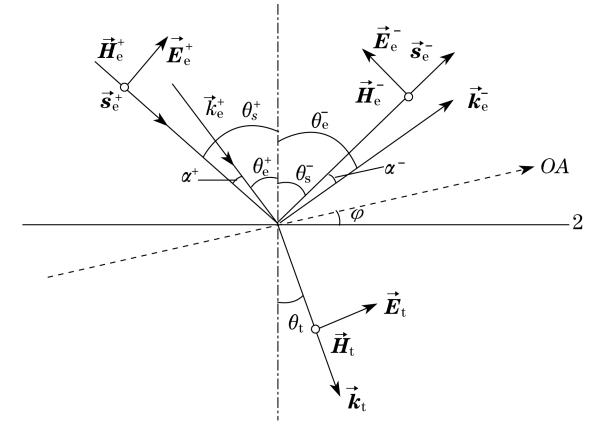


图 3 单轴晶体薄膜下表面处 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的矢量关系
Fig.3 Vector relation of $\mathbf{E}$ and $\mathbf{H}$ at the uniaxial crystal thin film lower surface

$$\tan \alpha^- = \tan(\psi_s^- - \psi_e^-) =$$

$$\left(\frac{n_0^2}{n_e^2} - 1\right) \frac{\cot(\theta_e^- + \varphi)}{1 + \frac{n_0^2}{n_e^2} \cot^2(\theta_e^- + \varphi)} \quad (7)$$

反向行进 e 光光线与界面法线的夹角可由下式求得为

$$\theta_s^- = \theta_e^- - \alpha^- \quad (8)$$

式(8)中 θ_s^- 与 θ_e^- 分别为反向行进 e 光光线与光波矢量和界面法线的夹角, α^- 为反向行进 e 光光线与光波矢量之间的夹角.

2 晶体薄膜两界面处的边界条件

如图 2 所示, 在晶体界面 1 处, 应用电磁场 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 在界面两侧连续的边界条件可以写出

$$E_i \cos \theta_i - E_r \cos \theta_r = E_{11}^+ \cos \theta_s^+ - E_{11}^- \cos \theta_s^- \quad (9)$$

$$H_i + H_r = H_{11}^+ + H_{11}^- \quad (10)$$

式(9)与式(10)中,电磁场量下标“11”和“22”分别表示晶体薄膜内部上表面和下表面的电磁场量.

在各向同性晶体中,光波矢量 $\vec{k}$ 与光线矢量 $\vec{s}$ 平行,电场矢量垂直于光线矢量,即垂直与光波矢量,且有

$$|\vec{H}| = \frac{1}{\mu} |\vec{B}| = \frac{1}{\omega\mu} |\vec{k}\vec{E}| = \frac{1}{\omega\mu} |\vec{k}| |\vec{E}| \sin \frac{\pi}{2} = n \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{E}|$$

式中, μ 为各向同性介质磁导率; ω 为电磁场角频率; n 代表 n_0 和 n_e ; ϵ_0 为真空中的介电常数; μ_0 为真空中的磁导率. 而在单轴晶体中,非寻常光光波矢量与光线矢量之间存在一个离散角 α , 电场矢量 $\vec{E}$ 垂直于光线矢量 $\vec{s}$ ^[10], 因而

$$|\vec{H}| = \frac{1}{\omega\mu} |\vec{k}| |\vec{E}| \sin(\frac{\pi}{2} - \alpha) = n \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cos \alpha |\vec{E}|$$

界面 1 处的边界条件可以写成

$$E_1 = E_i \cos \theta_i - E_r \cos \theta_r = E_{11}^+ \cos(\theta_e^+ + \alpha^+) - E_{11}^- \cos(\theta_e^- - \alpha^-) \quad (11)$$

$$H_1 = n_0 E_i + n_0 E_r = n_e^+ \cos \alpha^+ E_{11}^+ + n_e^- \cos \alpha^- E_{11}^- \quad (12)$$

同样地,可以得到界面 2 处的边界条件为

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+ e^{i\delta^+} + n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- e^{-i\delta^-}}{n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- + n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+} & \frac{\cos \theta_s^+ \cos \theta_s^- (e^{i\delta^+} - e^{-i\delta^-})}{n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- + n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+} \\ \frac{n_e^+ n_e^- \cos \theta_s^+ \cos \theta_s^- (e^{i\delta^+} - e^{-i\delta^-})}{n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- + n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+} & \frac{n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+ e^{i\delta^+} + n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- e^{-i\delta^-}}{n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- + n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} \quad (18)$$

式(18)可以写成以下形式

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\frac{n_e^+ \cos \alpha^+}{\cos \theta_s^+} + \frac{n_e^- \cos \alpha^-}{\cos \theta_s^-}} \begin{bmatrix} \frac{n_e^- \cos \alpha^-}{\cos \theta_s^-} e^{i\delta^+} + \frac{n_e^+ \cos \alpha^+}{\cos \theta_s^+} e^{-i\delta^-} & e^{i\delta^+} - e^{-i\delta^-} \\ n_e^+ n_e^- (e^{i\delta^+} - e^{-i\delta^-}) & \frac{n_e^- \cos \alpha^-}{\cos \theta_s^-} e^{i\delta^+} + \frac{n_e^+ \cos \alpha^+}{\cos \theta_s^+} e^{-i\delta^-} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix}$$

令 $\eta_e^+ = \frac{n_e^+ \cos \alpha^+}{\cos \theta_s^+}$, $\eta_e^- = \frac{n_e^- \cos \alpha^-}{\cos \theta_s^-}$, 上式可以写成

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\eta_e^+ + \eta_e^-} \begin{bmatrix} \eta_e^- e^{i\delta^+} + \eta_e^+ e^{-i\delta^-} & e^{i\delta^+} - e^{-i\delta^-} \\ n_e^+ n_e^- (e^{i\delta^+} - e^{-i\delta^-}) & \eta_e^- e^{i\delta^+} + \eta_e^+ e^{-i\delta^-} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} \quad (19)$$

$$E_2 = E_{22}^+ \cos(\theta_e^+ + \alpha^+) -$$

$$E_{22}^- \cos(\theta_e^- - \alpha^-) = E_t \cos \theta_t \quad (13)$$

$$H_2 = n_e^+ \cos \alpha^+ E_{22}^+ + n_e^- \cos \alpha^- E_{22}^- = n_0 E_t \quad (14)$$

3 晶体薄膜反射率与透射率

电磁场在晶体薄膜中传播,它们的幅度不发生变化,只需改变相位因子,存在下列关系

$$E_{22}^+ = E_{11}^+ e^{-i\delta^+}, E_{22}^- = E_{11}^- e^{-i\delta^-} \quad (15)$$

式中, $\delta^+ = \frac{2\pi}{\lambda} n_e^+ \cos \theta_e^+ d$, $\delta^- = \frac{2\pi}{\lambda} n_e^- \cos \theta_e^- d$, 分别为晶体薄膜中正向行进波和反向行进波的相位厚度, λ 为波长.

将式(15)带入式(11)与式(12)式中有

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta_e^+ + \alpha^+) e^{i\delta^+} - \cos(\theta_e^- - \alpha^-) e^{-i\delta^-} \\ n_e^+ \cos \alpha^+ e^{i\delta^+} - n_e^- \cos \alpha^- e^{-i\delta^-} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{22}^+ \\ E_{22}^- \end{bmatrix} \quad (16)$$

式(13)和式(14)可以写成如下形式

$$\begin{bmatrix} E_{22}^+ \\ E_{22}^- \end{bmatrix} = \frac{1}{n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- + n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+} \begin{bmatrix} n_e^- \cos \alpha^- & \cos \theta_s^- \\ -n_e^+ \cos \alpha^+ & \cos \theta_s^+ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} \quad (17)$$

把式(17)带入式(16)可得到

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+ e^{i\delta^+} + n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- e^{-i\delta^-}}{n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- + n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+} & \frac{\cos \theta_s^+ \cos \theta_s^- (e^{i\delta^+} - e^{-i\delta^-})}{n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- + n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+} \\ \frac{n_e^+ n_e^- \cos \theta_s^+ \cos \theta_s^- (e^{i\delta^+} - e^{-i\delta^-})}{n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- + n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+} & \frac{n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+ e^{i\delta^+} + n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- e^{-i\delta^-}}{n_e^+ \cos \alpha^+ \cos \theta_s^- + n_e^- \cos \alpha^- \cos \theta_s^+} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} \quad (18)$$

式(18)可以写成以下形式

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\frac{n_e^+ \cos \alpha^+}{\cos \theta_s^+} + \frac{n_e^- \cos \alpha^-}{\cos \theta_s^-}} \begin{bmatrix} \frac{n_e^- \cos \alpha^-}{\cos \theta_s^-} e^{i\delta^+} + \frac{n_e^+ \cos \alpha^+}{\cos \theta_s^+} e^{-i\delta^-} & e^{i\delta^+} - e^{-i\delta^-} \\ n_e^+ n_e^- (e^{i\delta^+} - e^{-i\delta^-}) & \frac{n_e^- \cos \alpha^-}{\cos \theta_s^-} e^{i\delta^+} + \frac{n_e^+ \cos \alpha^+}{\cos \theta_s^+} e^{-i\delta^-} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix}$$

将式(19)中的矩阵写成 $\begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$, 则可以

得到以下方程组为

$$\begin{cases} \cos \theta_i E_i - \cos \theta_r E_r = m_{11} \cos \theta_t E_t + m_{12} n_t E_t \\ n_0 E_i + n_0 E_r = m_{21} \cos \theta_t E_t + m_{22} n_t E_t \end{cases}$$

求解上述方程组,容易得到薄膜的反射系数 r 和透射系数 t 为

$$r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\cos \theta_i (m_{21} \cos \theta_t + m_{22} n_t) - n_0 (m_{11} \cos \theta_t + m_{12} n_t)}{n_0 (m_{11} \cos \theta_t + m_{12} n_t) + \cos \theta_i (m_{21} \cos \theta_t + m_{22} n_t)} \quad (20)$$

$$t = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2 n_0 \cos \theta_i}{n_0 (m_{11} \cos \theta_t + m_{12} n_t) + \cos \theta_i (m_{21} \cos \theta_t + m_{22} n_t)} \quad (21)$$

从而可以得到晶体薄膜的反射率 R 和透射率 $T^{[11]}$ 为

$$R = \frac{I_r}{I_i} = \frac{\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_0 E_r^2 \cos \theta_i}{\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_0 E_i^2 \cos \theta_i} = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = r r^*$$

$$T = \frac{I_t}{I_i} = \frac{\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_t E_t^2 \cos \theta_t}{\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_0 E_i^2 \cos \theta_i} =$$

$$\left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2 \frac{n_t \cos \theta_t}{n_0 \cos \theta_i} = \frac{n_t \cos \theta_t}{n_0 \cos \theta_i} t t^*$$

式中, I_i , I_r 和 I_t 分别为单轴晶体薄膜两界面上的入射能量、反射能量和透射能量; * 表示共轭复数.

4 晶体薄膜反射率与透射率随光轴方向的变化

应用上述结果,以石英(正晶体)薄膜为例,当入射波长 $\lambda = 589.3 \text{ nm}$ 时,其主折射率分别为 $n_o = 1.544 24$, $n_e = 1.553 35^{[12]}$. 入射角选取为 $\theta_i = 30^\circ$, 石英薄膜厚度为 100 nm , 入射介质为空气, $n_0 = 1.0$, 出射介质折射率为 $n_t = 1.52$. 当光轴的旋转角 φ 从 0° 变到 180° 时,反射率和透射率的变化如图 4 所示. 从图中可以看出,折射率与透射率的和恒等于 1,佐证了上述理论的正确性. 由于主折射率之间相差很小,折射率与透射率的变化都很小.

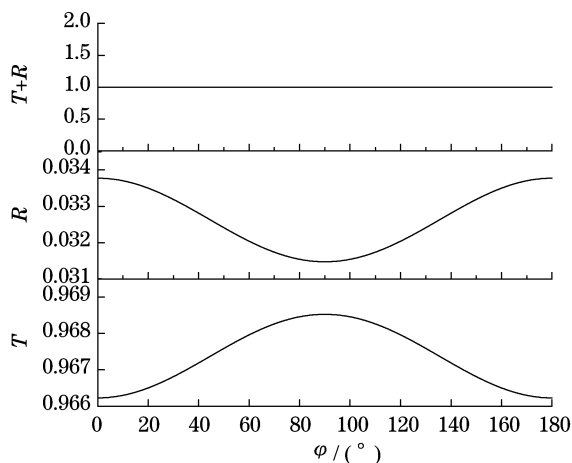


图 4 石英薄膜反射率和透射率随光轴的变化

Fig. 4 Reflection and transmissivity of quartz thin film varying with the angle of optical axis

如果以铌酸锂 LiNbO_3 (负晶体) 薄膜为例,其主折射率分别为 $n_o = 2.286 4$, $n_e = 2.202 4$, 其它变量与图 4 中相同,其反射率和透射率的变化如图 5 所示. 负单轴晶体的折射率与透射率的和也恒等于

1,说明本文的计算方法虽然以正晶体为主导,对负晶体也适用. 从图 5 还能够看出,负晶体薄膜的透射率和反射率的变化趋势与正晶体薄膜正好相反. 在正晶体薄膜中,反射率随光轴角度先变大再变小;在负单轴晶体中,反射率随光轴角度先变小再变大. 透射率正好与反射率相反,随光轴角度先变大再变小.

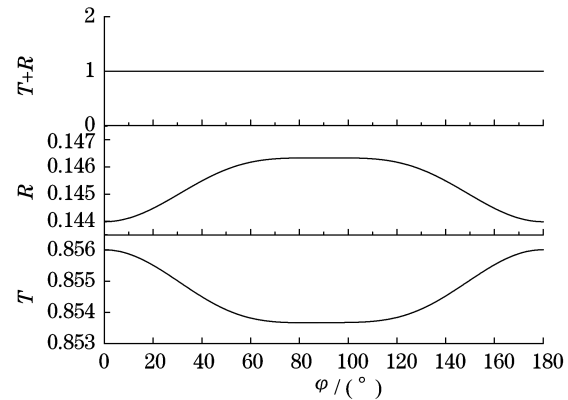


图 5 铌酸锂薄膜反射率和透射率随光轴的变化

Fig. 5 Reflection and transmissivity of LiNbO_3 thin film varying with the angle of optical axis

5 结 论

由于单轴晶体折射率的各向异性,非寻常光在单轴晶体中的传播变得比较复杂. 通过对非寻常光在光轴平行于入射面的单轴晶体中传播情况的分析,得到单轴晶体薄膜的反射率和透射率的一种计算方法,并且分别计算了正晶体和负晶体透射率和折射率随光轴角度的变化关系,为晶体薄膜光学性质的研究提供了理论依据.

参考文献:

- [1] 张大伟,孙浩杰,吕玮阁. 压强和温度对薄膜折射率的影响模型 [J]. 上海理工大学学报, 2007, 29(3): 175 - 178.
- [2] 唐晋发,顾培夫,刘旭,等. 现代光学薄膜技术 [M]. 杭州:浙江大学出版社, 2006.
- [3] 徐灵芝,刘廷禹,康玲玲,等. 基于第一性原理的 BaTiO_3 晶体电子结构和光学性质研究 [J]. 上海理工大学学报, 2012, 34(1): 71 - 75.
- [4] 宋哲,刘立人,周煜,等. 非常偏振光在单轴晶体表面的反射-透射研究 [J]. 光学学报, 2004, 24(12): 1701 - 1704.
- [5] Yang T M, Jing H M, Liu D H. An improved description of Jones vectors of the electric fields of

- incident and refracted rays in a birefringent plate[J]. Journal of OPTICS A: Pure, 2006, 8(3): 295 - 299.
- [6] 裴芳芳, 陈西园. 光在光轴取向任意条件下的晶体表面透射率[J]. 光学技术, 2009, 35(2): 180 - 185.
- [7] 万玲玉, 谷巍, 班卫华. 光波 p 分量在单轴晶体表面反射和折射的相位特性[J]. 光子学报, 2010, 39(8): 1481 - 1486.
- [8] 宋哲, 郝林岗, 吴宁, 等. 光轴取向任意时单轴晶体内表面上的双折射[J]. 辽宁师范大学学报, 2013, 36(2): 168 - 173.
- [9] 廖延彪. 偏振光学[M]. 北京: 科学出版社, 2003.
- [10] Born M, Wolf E. Principles of optics[M]. New York: Pergamon Press, 1975.
- [11] 叶玉堂, 饶建珍, 肖峻, 等. 光学教程[M]. 北京: 清华大学出版社, 2005.
- [12] 杨婷, 景红梅, 刘大禾. 光在单轴晶体上的反射 - 透射研究[J]. 北京师范大学学报(自然科学版), 2007, 43(2): 158 - 162.
- (编辑: 丁红艺)

(上接第 60 页)

参考文献:

- [1] Maclaren E T, 汪庆真. 用分析方法改进往复式压缩机气阀设计[J]. 压缩机技术, 1977(3): 9 - 17.
- [2] 王丽, 刘振全, 胡淞城. 动态气体力对往复式压缩机气阀运动规律影响的研究[J]. 甘肃科技, 2009, 25(3): 55 - 57.
- [3] 戴晓洲, 应洪山, 范吉全, 等. 迷宫式活塞压缩机迷宫密封及结构分析[J]. 化工机械, 2000, 27(2): 101 - 104.
- [4] 翟晓宁. 迷宫密封活塞式压缩机热力动力计算程序开发及应用[J]. 化工设备与防腐蚀, 2006(6): 20 - 22.
- [5] Aranrahob B M. 活塞式压缩机密封环可靠性的评定比较[J]. 压缩机技术, 1980(2): 20 - 22.
- [6] 蔡俊, 王宏光. 转子临界转速实验与计算的对比分析[J]. 上海理工大学学报, 2007, 29(5): 471 - 475.
- [7] 王彦青, 魏连鑫. 一种改进的小波阈值去噪方法[J]. 上海理工大学学报, 2011, 33(4): 405 - 408.
- [8] 王焕然, 周雷, 金光熹. 涡旋压缩机密封间隙的量化研究[J]. 压缩机技术, 1997(5): 17 - 20.
- [9] 王军, 王宜义. 涡旋压缩机径向间隙的泄漏[J]. 流体工程, 1989(10): 49 - 53.
- [10] 李文华, 褚红艳. 涡旋压缩机泄漏模型的建立与分析[J]. 压缩机技术, 2007(6): 8 - 10.
- [11] Fushiki T, Sano F, Ikeda K, et al. Development of scroll compressor with new compliant mechanism[C] // International Compressor Engineering Conference, West Lafayette: Purdue University, 2002: 1576 - 1582.
- [12] 李连生, 束鹏程, 黄炯, 等. 涡旋式压缩机排气系统气流脉动现象研究[J]. 应用力学学报, 1997, 14(3): 84 - 89.
- [13] Itoh T, Fujitani M, Takeda K. Investigation of discharge flow pulsation in scroll compressor[C] // Process of 1994 ICEC, West Lafayette: Purdue University, 1994: 683 - 688.
- [14] 章根国. 单级中压单螺杆空压机核心技术突破[J]. 压缩机技术, 2012(3): 69 - 71.
- [15] 国家技术监督局. 容积式压缩机流量测量方法(GB/T 15487 - 1995)[S]. 北京: 中国标准出版社, 1995.
- (编辑: 石 瑛)