

后的输出光功率(P)和工作电流(I)的关系曲线。典型的实验结果示于图 2 和 3。图 2 所示 GaAs/GaAlAs DH LED's 端面上溅射 AlN 膜的溅射条件是预置真空度 8.0×10^{-6} Torr, 高纯 N_2 气压强 1.5×10^{-2} Torr 和溅射电压 2000V。溅射 AlN 膜厚度为 100 nm。实验结果表明, 溅射 AlN 膜后既保护端面又增加输出光功率。

参 考 文 献

- 1 M. Etterberf, *Appl. Phys. Lett.*, **32**(11), 724(1978)
- 2 T. Furuse *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **33**(4), 317(1978)
- 3 G. H. Thompson, "Physics of Semiconductor Laser Devices", John Wiley & Sons, New York 1980, 24.
- 4 Y. Itaya *et al.*, *IEEE J. Quantum Electr.*, **QE-21**(6), 527(1985)
- 5 黎锡强, 全国第三届光纤通讯学术会议论文集, 1986, 193
- 6 Japan Industrial Technology Association, Compound Semiconductor Devices, Tokyo, 1973, 268.
- 7 E. V. Gerova *et al.*, *Thin Solid Films*, **81**, 201(1981)
- 8 G. R. Kline *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **43**, 750(1983)
- 9 刘弘度, 王德煌等, 半导体光电 (2), 76(1981)
- 10 母国光, 战元龄, 光学, 人民教育出版社, 1978, 438

(收稿日期: 1988 年 12 月 2 日)

从折射率椭球方程求双轴晶体中光波的折射率

尹 鑫

(山东大学晶体材料研究所, 250100)

Evaluating refractive indices of optical waves in biaxial crystals from refractive indices ellipsoid equation

Yin Xin

(Institute of Crystal Materials, Shandong University, Jinan)

Abstract: The coordinate transformations are made for the refractive indices ellipsoid equation of biaxial crystals. The formulations of refractive indices of optical waves whose velocity is slower or faster are derived and the polarized directions of corresponding optical are given.

Key words: biaxial crystals, refractive indices

一、引 言

双轴晶体的倍频与和频效应的应用日趋广泛。在这些晶体非线性光学效应的研究中, 要根据晶体的折射率, 求出其位相匹配曲面。并根据光波的振动方向, 求出其有效非线性系数。以前人们都是用折射率面方程^[1~2]

$$\frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{n_x^{-2} - n_z^{-2}} + \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \phi}{n_y^{-2} - n_z^{-2}} + \frac{\cos^2 \theta}{n_x^{-2} - n_z^{-2}} = 0 \quad (1)$$

从双轴晶体的折射率椭球方程求任意方向入射光波的折射率, 未见有人使用过。我们应用坐

标变换, 从双轴晶体的折射率椭球方程, 推算出晶体中快光与慢光折射率的表达式。并给出其相应的偏振方向。

二、双轴晶体中光波折射率表达式的推算

双轴晶体的折射率椭球方程在主轴坐标系中可表示为

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2)$$

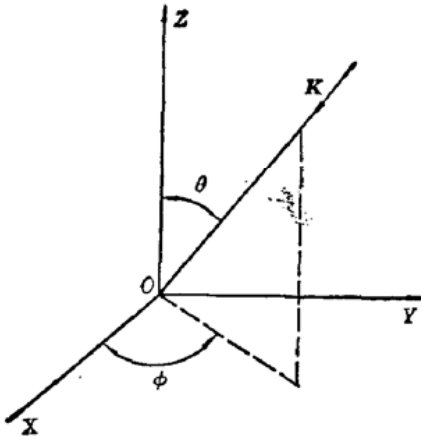


图1 入射光方向在球坐标系中的表示

假设球坐标系中, 入射光的方向为 θ 和 ϕ , 见图 1。

首先通过坐标变换, 使直角坐标轴之一和入射光的方向一致。

令 X 和 Y 轴绕 Z 轴转一角度 ϕ , 原坐标系中各轴与新坐标系中各轴的关系为

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} \quad (3)$$

在 $O'X'Y'Z'$ 坐标系中, 令 Z' 和 X' 轴绕 Y' 轴转一角度 θ , 两坐标系各轴的关系为

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X'' \\ Y'' \\ Z'' \end{pmatrix} \quad (4)$$

(4)式和(3)式代入(1)式得

$$\begin{aligned} & X''^2 \left[\left(\frac{\cos^2 \phi}{n_x^2} + \frac{\sin^2 \phi}{n_y^2} \right) \cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{n_z^2} \right] + Y''^2 \left(\frac{\sin^2 \phi}{n_x^2} + \frac{\cos^2 \phi}{n_y^2} \right) \\ & + Z''^2 \left[\left(\frac{\cos^2 \phi}{n_x^2} + \frac{\sin^2 \phi}{n_y^2} \right) \sin^2 \theta + \frac{\cos^2 \theta}{n_z^2} \right] \\ & + X''Y'' \left(\frac{1}{n_y^2} + \frac{1}{n_x^2} \right) \sin(2\phi) \cos \theta + Y''Z'' \left(\frac{1}{n_y^2} - \frac{1}{n_x^2} \right) \sin(2\phi) \sin \theta \\ & + X''Z'' \left[\left(\frac{\cos^2 \phi}{n_x^2} + \frac{\sin^2 \phi}{n_y^2} \right) - \frac{1}{n_z^2} \right] = 1 \end{aligned} \quad (5)$$

通过两次坐标变换后, Z'' 轴就和入射光的方向相一致, (5)式即为在满足这种要求的坐标系中的折射率椭球方程的表达式。

根据晶体光学原理, 经坐标原点, 垂直于波矢量作一平面, 此平面与折射率椭球的交线为一椭圆, 椭圆的长、短半轴的长度即为晶体中传播的慢光与快光的折射率。

在 $O'X''Y''Z''$ 坐标系中, 此平面方程可简单地表示为

$$Z'' = 0 \quad (6)$$

上式代入(5)式后, 就得到表示晶体中传播的慢光与快光折射率的椭圆方程, 为求出其长、短半轴的长度, 即两光波的折射率, 我们将其主轴化。令 X'' 和 Y'' 轴绕 Z'' 轴转一角度 α , 类似于(4)式和(5)式的推导, 可得

$$\frac{X'''^2}{n_1^2} + \frac{Y'''^2}{n_2^2} = 1 \quad (7)$$

式中

$$\frac{1}{n_1^2} = \left[\left(\frac{\cos^2 \phi}{n_x^2} + \frac{\sin^2 \phi}{n_y^2} \right) \cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{n_z^2} \right] \cos^2 \alpha + \left(\frac{\sin^2 \phi}{n_x^2} + \frac{\cos^2 \phi}{n_y^2} \right) \sin^2 \alpha - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_x^2} - \frac{1}{n_y^2} \right) \sin(2\phi) \cos \theta \sin(2\alpha) \quad (8)$$

$$\frac{1}{n_2^2} = \left[\left(\frac{\cos^2 \phi}{n_x^2} + \frac{\sin^2 \phi}{n_y^2} \right) \cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{n_z^2} \right] \sin^2 \alpha + \left(\frac{\sin^2 \phi}{n_x^2} + \frac{\cos^2 \phi}{n_y^2} \right) \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_x^2} - \frac{1}{n_y^2} \right) \sin(2\phi) \cos \theta \sin(2\alpha) \quad (9)$$

(7)式是主轴化后的椭圆方程, $X'''Y'''$ 项的系数必等于0, 从而可解得

$$\operatorname{tg}(2\alpha) = \frac{\left(\frac{1}{n_x} - \frac{1}{n_y} \right) \sin(2\phi) \cos \theta}{\left(\frac{\sin^2 \phi}{n_x^2} + \frac{\cos^2 \phi}{n_y^2} \right) - \left[\left(\frac{\cos^2 \phi}{n_x^2} + \frac{\sin^2 \phi}{n_y^2} \right) \cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{n_z^2} \right]} \quad (10)$$

n_1 和 n_2 分别为双轴晶体中传播的慢光与快光的折射率。 X''' 方向为慢光的电位移矢量 D_1 的振动方向, Y''' 为快光的电位移矢量 D_2 的振动方向。

如果先将原坐标系中的 X 轴或 Y 轴变换到入射光的方向, 然后再将表示折射率的椭圆方程主轴化, 所得结果与(8)、(9)和(10)式完全相同。

三、讨 论

1. (8)、(9)和(10)式的结果是根据晶体光学原理严格推导而来, 推导过程中未取任何近似。所以从理论上讲, 用其计算晶体的折射率和用(1)式计算的结果应该是一样的。我们曾用八位数字的计算器, 分别用两种不同的方法计算过 NH_4IO_3 晶体的折射率, NH_4IO_3 晶体主折射率的有效数字为五位, 两种不同方法计算的结果有七位数字相同。

折射率面方程即(1)式, 表达式看起来很简单, 实际上用其计算双轴晶体的折射率, 除了也引入三角函数外, 还要解 $1/n$ 的一元四次方程, 计算过程较为繁杂, 且得不出慢光与快光的偏振方向。

用折射率椭球方程, 即(8)、(9)和(10)式计算双轴晶体的折射率, 表面上看其表达式比较复杂, 但实际计算比用(1)式要简单些。

2. 如果(8)、(9)和(10)式中的 $n_x = n_y$, 则 $\alpha = 0$, $1/n_1^2 = \cos^2 \theta/n_x^2 + \sin^2 \theta/n_z^2$, $1/n_2^2 = 1/n_x^2$, n_1 和 n_2 就是单轴晶体中传播的 e 光和 o 光的折射率。所以(8)、(9)和(10)式具有普遍的意义, 它们适用于任何单轴晶体和双轴晶体中传播的光波的折射率的计算。

3. 如果(10)式用余切函数表示, 分子和分母同除以 $1/n_x^2 - 1/n_y^2$, 经计算可化为

$$\operatorname{ctg}(2\alpha) = \frac{\operatorname{ctg}^2 \Omega \sin^2 \theta - \cos^2 \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \phi}{\cos \theta \sin(2\phi)} \quad (11)$$

式中

$$\operatorname{ctg} \Omega = \frac{n_Z}{n_X} \left(\frac{n_Y^2 - n_X^2}{n_Z^2 - n_Y^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

(11)式恰好等于文献[1]中(3)式的 $\operatorname{ctg}(2\delta)$, 此处的 α 正是文献[1]中的 δ 。其物理意义是, 在 $O'X''Y''$ 平面内, 慢光的折射率主轴偏离 X'' 轴的角度, X'' 轴就是 OZ 和 K 矢量所组成的平面与过坐标原点垂直 K 矢量的平面所成的交线。我们规定在 $O'X''Y''Z''$ 坐标系中, 绕 Z'' 轴由正 X'' 方向转向正 Y'' 方向时, α 为正值; 反之, α 为负值。

4. 如果我们将慢光与快光的电位移矢量 D 先投影到 X'' 和 Y'' 方向, 然后再投影到 X 、 Y 和 Z 方向, 所得结果和文献[1]中的(8)式和(9)式完全相同。如果忽略了晶体中 D 矢量与 B 矢量的离散角, 用以计算双轴晶体的有效非线性系数, 可得与文献[4]相同的结果。

参 考 文 献

- 1 Hirmomasa Ito *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-10**(2), 247(1974)
- 2 Hiromasa Ito *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **46**(9), 3992(1975)
- 3 蒋民华, 晶体物理, 济南, 山东科学技术出版社, 1980, 236
- 4 王恭明 *et al.*, 光学学报, **5**(5), 419(1985)

(收稿日期: 1988年11月17日)

Nd³⁺ 玻璃激光器选模调 Q 技术的实验研究

谭石慈 吴鸿兴 王声波

(中国科技大学物理系, 230026)

Experimental research on mode-selection and Q-switching for Nd:glass lasers

Tan Shici, Wu Hongxing, Wang Shengbo

(Dept. of Physics, University of Science & Technology of China, Hefei)

Abstract: Experimental results of transverse mode-selection are given by using pre-pulse Q-switching on Nd: glass laser. Compared with small hole mode-selection, it has more energy output.

Key words: Nd:glass laser, pre-pulse Q-switching, transverse modes selection

一、引 言

目前国内外已有不少报道以 YAG 或 YLF 等晶体为工作介质进行预激光调 Q 选单纵模, 并取得良好的效果, 而用 Nd³⁺:玻璃为工作介质进行这方面工作的报道尚属少见。众所周知, 单纵模的获得是以单横模为前提的, 为此我们在钕玻璃激光器上首先进行了选模(横模)调 Q 技术的实验, 很容易就获得方向性极好的 TEM₀₀ 模或某一低阶横模的高功率激光输出, 实现了