

BSO 晶体光纤的法拉第磁光效应*

董孝义 张建忠 盛秋琴 孙凤桐 李冠告

(南开大学现代光学研究所 天津 300071)

提要: 研制出具有法拉第磁光效应的 BSO 晶体光纤, 利用光线分析和琼斯矩阵方法对 BSO 晶体光纤进行了理论分析和实验验证。结果表明, 这种新型光纤可以在磁光调制、磁场(或电流)传感等方面得到应用。

关键词: BSO 晶体, 晶体光纤, 法拉第磁光效应

Magneto-optical Faraday effect of BSO crystal fiber

Dong Xiaoyi, Zhang Jiansheng, Sheng Qiujin, Sun Fengtong, Li Guanggao
(Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin)

Abstract: The BSO crystal fiber having magneto-optical Faraday effect is developed. This effect is analysed theoretically by ray-analysis and Jones-matrix method, and proved experimentally. These facts indicate that this novel fiber can be used in magneto-optical modulation and magnetic field (or electric current) sensing etc.

Key words: BSO crystal fiber, Faraday magneto-optical effect

一、前 言

将具有各种光效应的晶体材料拉制成光纤, 即晶体光纤是近年来光电子学领域取得的重要成果之一。显然, 晶体光纤与一般用石英制作的传输光纤不同, 它是一种有源光纤^[1]。它将一些光效应, 如法拉第磁光效应、普克尔斯电光效应等集总在一段很短的光纤内。由于光波在其中以导波形式传输, 因此这些光效应可以在很短一段光程上显著地表现出来, 并且能与一般传输光纤有效地耦合。这对于发展全光纤通信、功能型光纤传感以及光计算等具有重大实际意义。自美国斯坦福大学首次拉制出 YAG 晶体光纤^[2]后, 其它一些具有显著光效应的晶体光纤, 如 LN 晶体光纤等^[3]也陆续被研制出来。最近我们使用下拉法首次拉制出 BSO(硅酸铋)晶体光纤。BSO 晶体属立方晶系 23 点群, 具有电光、磁光和光电导等多种光效应, 且具有上乘的透光性和温度稳定特性^[4]。因此可以用来制作电压或电流光纤调制器和传感器、光纤延迟器、光纤隔离器以及光纤开关等。

二、BSO 晶体光纤的法拉第磁光效应

法拉第效应是一种纵向磁光效应。当偏振光沿外加磁场方向传播时, 其偏振面将发生旋

转, 旋转的角度 $\alpha_F = rB_0L$, 其中 r 为费尔德系数, B_0 为磁感应强度, L 为磁光介质作用长度。

对于 BSO 晶体, 在 [111] 方向上有显著的法拉第磁光效应。因此为了获得“法拉第磁光”晶纤, 我们是沿 [111] 方向拉制 SBO 晶纤的。

目前已拉制的 BSO 晶体芯径 a 多为几十到几百 μm , 满足 $a \gg \lambda$ (光波波长) 条件, 加之晶体材料折射率较大, 不属于弱波导, 因此尽管使用的晶纤很短, 但纤内模式仍极为丰富, 而且受外部入射条件影响较大。鉴于这种情况, 使用光线分析和琼斯矩阵

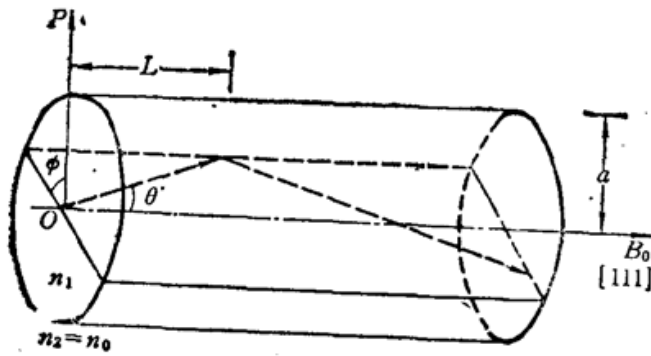


Fig. 1 Configuration of optical rays transmitting in crystal fiber

方法研究晶体光纤的光学特性^[5,6], 较之耦合波分析方法更为简洁。为此我们可作如下假设 (参见图 1), 1. 设入射点在晶轴 (沿 [111] 方向) 与输入端面的交点 O 处, 这样可以只讨论子午平面内的光线; 2. 考虑到晶纤的对称性, 可令光线对于发散角 θ 、倾斜角 ϕ 是均匀分布的, 且不讨论晶纤端面的反射、折射情况。

对于角 (θ, ϕ) 光线, 我们定义与入射面垂直和平行的偏振方向为本征偏振方向。利用图 1 所示空间几何关系, 可以算出起始偏振矩阵为

$$E_1 = \begin{vmatrix} \frac{\sin \phi}{\sqrt{\sin^2 \theta \sin^2 \phi + \cos^2 \theta}} \\ \cos \phi \cos \theta \\ \frac{\cos \phi \cos \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta \sin^2 \phi + \cos^2 \theta}} \end{vmatrix} \quad (1)$$

光线通过 BSO 晶纤时, 由于外加磁场引起的法拉第磁光作用及自然旋光效应, 其偏振面要发生旋转, 旋转角可以写成下式:

$$\alpha = g \cdot L / \cos \theta + r \cdot B_0 \cdot L \quad (2)$$

其中 g 、 r 分别为 BSO 晶纤材料的自然旋光系数和磁光 (费尔德) 系数, B_0 为外加磁感应强度, L 为晶纤长度。转角为 α 的偏振面, 其作用矩阵为

$$M_\alpha = \begin{vmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{vmatrix} \quad (3)$$

如上所述, 晶纤材料的折射率较大, 在晶纤与空气的交界面即柱面处将发生全反射, 此时两个本征偏振方向的光线也随之产生不同的相移 δ_s 和 δ_p , 因此可以写出作用矩阵:

$$M_\delta = \begin{vmatrix} \exp(i\delta_s) & 0 \\ 0 & \exp(i\delta_p) \end{vmatrix} \quad (4)$$

利用菲涅耳反射公式可以写出 δ_s 和 δ_p 的表达式, 即

$$\left. \begin{aligned} \delta_s &= 2 \arctg(\sqrt{n_1^2 \cdot \cos^2 \theta - n_2^2} / n_1^2 \sin \theta) \\ \delta_p &= 2 \arctg(n_1 \sqrt{n_1^2 \cdot \cos^2 \theta - n_2^2} / n_2^2 \sin \theta) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

对于入射角为 θ' 的光线 (对应一种传播模式), 要经过多次反射和传播, 最后到达出射端面, 经检偏器检偏, 即可得到出射光强。检偏器的作用矩阵为

$$E_2 = \left| \frac{\sin(\phi + \psi)}{\sqrt{\sin^2 \theta \sin^2(\phi + \psi) + \cos^2 \theta}} \frac{\cos(\phi + \psi) * \cos \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta \sin^2(\phi + \psi) + \cos^2 \theta}} \right| \quad (6)$$

其中 ψ 为起偏器与检偏器间的夹角。于是可以写出出射光线的振幅值, 即

$$A(\theta, \phi) = E_2 M_\alpha M_\delta \dots E_1 \quad (7)$$

考虑到全部传播模, 即 θ_m 以内的全部可能值, 总的出射光强可以写成如下形式:

$$I = \frac{1}{2\pi(1 - \cos \theta_m)} \int_0^{\theta_m} \int_0^{2\pi} |A(\theta, \phi)|^2 \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\phi \quad (8)$$

这里 θ_m 由晶纤的数字孔径值 ($N \cdot \Delta$) 决定^[5], 即 $\sin \theta_m = N \cdot \Delta = (n_1^2 - 1)^{1/2}$ 。BSO 晶体材料的折射率为 $n_1 = 2.45$, 因此有 $N \cdot \Delta > 1$, θ_m 值达 90° ,

进而可求出晶纤的归一化频率

$$\nu = kn_1 a \sqrt{2\Delta}, \Delta = n_1^2 - 1 = 1.45,$$

在使用 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 激光和 $a = 100 \mu\text{m}$ 情况下,

ν 可达 1000 以上, 可允许的导波模式达

$$2N = 4a(n_1^2 - 1)^{1/2} / \lambda = 1413$$

个之多, 每一个导模由相应的一个 θ 值激励。由于晶纤的使用长度很短, 因此光线的入射角度对晶纤的输出有明显的影晌, 这种影响可以由 (8) 式直接计算出来。

1. θ' 角对出射光偏振特性的影响

取以下实际参数: 晶纤芯径 $a = 300 \mu\text{m}$, 长度 $L = 10 \text{ mm}$, 折射率 $n_1 = 2.45$, 旋光系数 $g = 18^\circ / \text{mm}$, 并以 θ' 为参变量, 可以通过 (8) 式计算出出射光强与检偏角 ψ 的关系曲线。图 2 是取 θ' 为 $0^\circ \sim 25^\circ$ 时的一组曲线, 从中可以看出, 当 θ' 很小时, 出射光为线偏振光; 但当 θ' 增大后, 更高阶的导模被激励, 偏振度下降, $I \sim \psi$ 曲线逐渐呈现平滑, 法拉第磁光效应即退化, 直至消失。

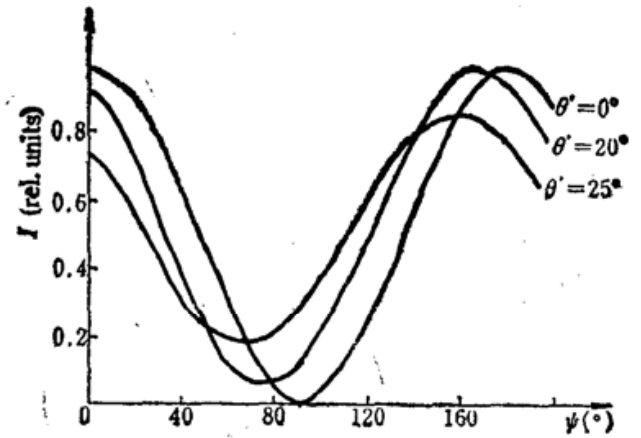


Fig. 2 calculated plot of output optical intensity versus depolarized angle at various angles

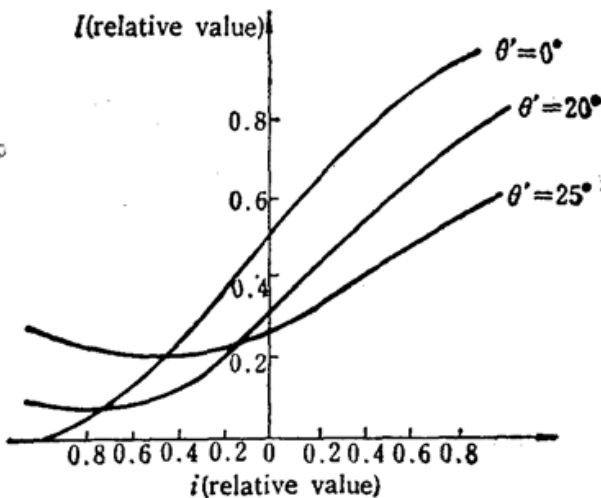


Fig. 3 Theoretical curve of output optical intensity versus electric current

2. 不同 θ' 角下的法拉第磁光曲线

在实际应用时, B_0 多借助于螺旋线圈产生, 如图 4 所示, 令通过线圈的电流为 i , 则有 B_0 。

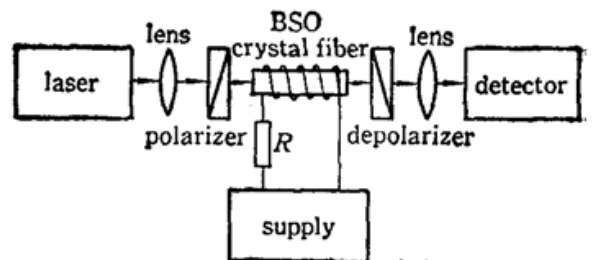


Fig. 4 Experimental setup

$=d \cdot N \cdot \dot{i}$, 其中 N 为线圈匝数, d 为转换系数。将这些关系代入(8)式, 即可作出出射光强 I 与线圈电流 \dot{i} 的关系曲线, 如图 3 所示。从中可以看出, 在 $\theta' = 0$ 情况下晶纤的磁光曲线与晶体的磁光曲线相符, 随着 θ' 的增大, 曲线逐渐趋于平滑, 失去磁光调制作用, 就是说, 在 θ' 角较小时, 晶纤具有较高的磁光调制灵敏度和线性。显然这对电流传感、光隔离、光调制以及光开关等方面的应用是非常有利的。

三、实验结果与分析

图 4 是实验装置, 氦-氛激光经平行光管压束聚入射到置于一对偏振器之间的 BSO 晶纤之中, 两偏振器偏振方向成 ψ 角, 出射光经光电探测器检测, 并由功率计给出输出光强值。磁场是由螺线管提供的, 其大小由流过线圈的电流决定, 后者可从电流表读出。测量结果如图 5 所示。从测量数据可以计算出线性相关系数, $\rho = 0.97$, 和理论计算结果(图 3 中 $\theta' = 0^\circ$ 对应的曲线)基本相符。进一步使用透镜替换平行光管, 借此可以改变入射激光的发散角, 也即角 θ' 的大小, 重复上述测量, 测量结果也绘于图 5 中, 如图 5 中虚线所示。这些结果也大体上与理论结果(参见图 3 所示)相符。

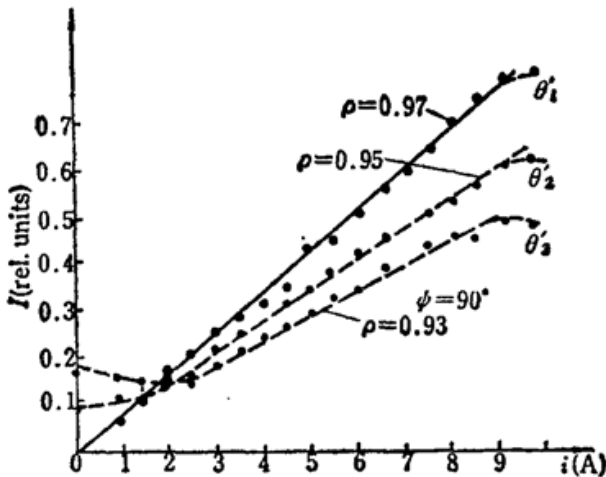


Fig. 5 Experimental curve of output optical intensity versus electric current

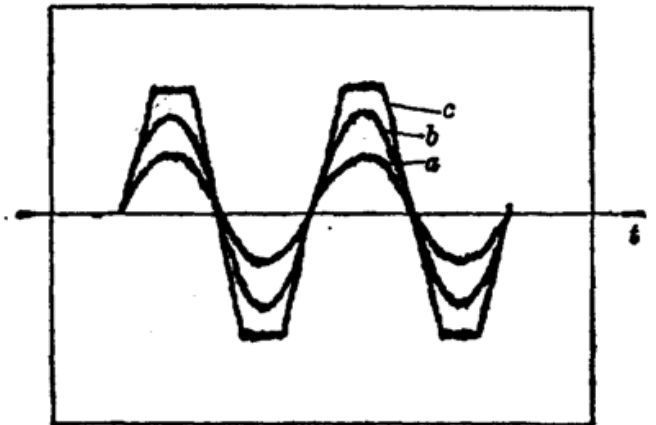


Fig. 6 Oscillogram of Faraday Effect

为了验证法拉第效应的线性调制特性, 我们利用图 4 实验装置, 以交流电流信号形式输入, 输出用示波器显示, 如图 6 所示, 在一定限度内输出(光)信号与输入(电流)信号波形一致, 当输入电流幅值增大到一定限度之后, 输出信号波形将失真, 这和(8)式计算的结果相吻合。

这些结果表明, 这种 BSO 晶体光纤的法拉第效应, 可以用于交、直流电流传感、磁场传感以及磁光调制等, 因此有广泛的用途。

参 考 文 献

- 1 董孝义, 物理, **17**, 719(1988)
- 2 M. M. Fejer *et al.*, *Proc. of SPIE*, **460**, 26(1984)
- 3 S. Suto *et al.*, *Opt. Lett.*, **12**, 938(1987)
- 4 董孝义, 盛秋琴, 张建忠, 中国激光, **16**, 32(1989)
- 5 董孝义, 光波电子学, 南开大学出版社 1987, 131~148
- 6 A. Yariv, *Optical Wave in Crystal*, John Wiley & Sons Inc., 1984, Chapter 4