

BGO 晶体固有线性双折射及其温度特性的定量研究

谭巧^{1,2}, 徐启峰¹, 谢楠¹, 邱鑫茂³, 谢榕芳¹

- (1. 福州大学 电气工程与自动化学院, 福建 福州 350108;
2. 福建信息职业技术学院 电子工程系, 福建 福州 350012;
3. 福州大学 物理与信息工程学院, 福建 福州 350108)

摘要: BGO 晶体的固有线性双折射及其温度特性严重制约着光学电压互感器(OVT)的实用化进程, 对其进行定量研究有助于提高和改进 OVT 的性能。文中提出了一种晶体劈干涉条纹图像法, 通过测量干涉条纹的移动实现对 BGO 晶体内部固有线性双折射及其温度特性的准确测量。文中采用琼斯矩阵对测量原理进行了推导, 并给出了测量实例和验证结果。结果表明, 单位长度的 BGO 晶体固有线性双折射会给 OVT 带来约 1.0% 的测量误差; 考虑温度特性, 误差约为 1.2%, 对于 OVT 必须具备 0.2% 的测量准确度是一个严重挑战。文中提出的方法与传统的光强法比较, 不受光源功率波动的影响, 在测量过程中无需调节光学元件, 不会引入额外的误差, 测量准确度提高了约一个数量级。

关键词: 线性双折射; BGO 晶体; 干涉条纹; 光学电压

中图分类号: O432.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201645.0622004

Quantitative research on the intrinsic linear birefringence and temperature characteristic of BGO crystal

Tan Qiao^{1,2}, Xu Qifeng¹, Xie Nan¹, Qiu Xinmao³, Xie Rongfang¹

- (1. College of Electric Engineering and Automation, Fuzhou University, Fuzhou 350108, China;
2. Electronic Engineering Department, Fujian Polytechnic of Information Technology, Fuzhou 350012, China;
3. College of Physics and Information Engineering, Fuzhou University, Fuzhou 350108, China)

Abstract: The intrinsic linear birefringence and its temperature characteristic of the BGO crystal seriously restricts the development of optical voltage sensor, thus the study on the intrinsic linear birefringence is of great significance to improve the performance of the optical sensors. An interference fringes method employing a crystal wedge was proposed in this paper, and the measurement for the intrinsic linear birefringence of the crystal inside the sensing head can be realized by measuring the fringes' displacement. The theoretical deduction of the measuring principle was given taking Jones matrix as a mathematical tool, the application example and the verifying results were also given, which indicates that the intrinsic linear birefringence and its temperature characteristic can introduce an error of about 1% to the voltage sensor. Compared with the traditional intensity method, the measured results of this method are insensitive to the power fluctuation of light source, and there is no adjustment of any optical

收稿日期: 2015-10-20; 修订日期: 2015-11-13

基金项目: 国家自然科学基金(51177016)

作者简介: 谭巧(1981-), 女, 博士生, 副教授, 主要从事光学电流、光学电压传感器方面的研究。Email: tqfeiji@163.com

导师简介: 徐启峰(1959-), 男, 教授, 博士生导师, 博士, 主要从事智能电网新技术方面的研究。Email: fx9687@126.com

components during the whole experiment, so no additional error will be induced. The measurement accuracy is improved by about one order of magnitude.

Key words: linear birefringence; BGO crystal; interference fringes; optical voltage

0 引言

光学电压互感器 (Optical Voltage Transducer, OVT) 能有效地克服传统电磁式电压互感器的固有缺陷,几十年来受到了广泛的重视和研究。

依据测量原理,OVT 主要基于电光 Pockels 效应、电光 Kerr 效应和逆压电效应。目前,比较成熟的研究方案大多是基于电光 Pockels 效应。而电光晶体是基于 Pockels 效应 OVT 的核心传感器件,常用的有 KDP、LN、BSO、BGO 等。其中,BGO 晶体因具有无自然双折射、无旋光性、无热电效应等优点,成为 OVT 的首选^[1]。然而,由于生产工艺的影响,BGO 晶体中不可避免地含有一些杂质,并在生长、加工及退火过程中产生自然线性双折射^[2]。在使用过程中,也会因环境条件的影响,如温度的变化、震动等,使晶体受到外部应力的作用产生随机应力线双折射。国内外若干研究结果表明,晶体内部固有线性双折射的存在使光学电压传感头的性能变差,使互感器的测量准确度降低^[3-4]。例如当要求互感器的测量准确度为 0.2% 时,其电光相位延迟角的可测范围不超过 6.3°,如果晶体线性双折射有 0.2°,则会引入约 3% 的误差,大大降低系统的准确度^[5]。因此,晶体的固有线性双折射是多年来制约 OVT 实用化的严重问题。

定量研究电光晶体的固有线性双折射及温度特性对于 OVT 传感头的设计及性能的改进有着实用意义。迄今关于测量晶体固有线性双折射的文献报道较少,主要有光强法^[6-8]和偏振干涉法^[9]。光强法通过测量系统光路在几种不同状态下的输出光强值,并进行反三角函数运算得到线性双折射值,其测量结果易受光源功率波动及光功率计探测精度的影响。而偏振干涉法也需旋转检偏器,且检偏器的旋转定位精度引入误差最大。

文中提出了一种通过晶体劈测量干涉条纹的位移得到电光晶体固有线性双折射及其温度特性的方法,其光路简单易行,能满足实时测量的需求,且测试结果具有光功率无关性,在测量过程中无需调节光学元件,不会引入额外的误差。

1 晶体劈干涉法测量线性双折射原理

文中借助晶体劈形成干涉条纹。晶体劈是指具有固定劈角 α 的双折射晶体,图 1 为其结构示意图,设晶体劈的顶点为坐标原点,入射光出光位置距离晶体劈顶点的横向距离为 x ,此位置对应的晶体劈厚度 d 为:

$$d = x \tan \alpha \quad (1)$$

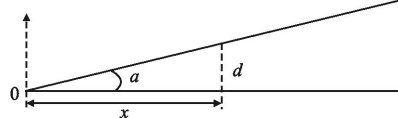


图 1 晶体劈示意图

Fig.1 Illustration of crystal wedge

因为晶体的双折射效应,入射光经晶体劈后分解成 o 光和 e 光,当其透过厚度为 d 的晶体劈时所产生的相位差 δ 为:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} l = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) x \tan \alpha \quad (2)$$

式中: n_e 和 n_o 分别为晶体 e 光和 o 光的折射率, l 为光程差。

当晶体劈的劈角 α 固定时, o 光与 e 光所产生的相位差 δ 大小与入射光在晶体劈上的位置 x 有关。基于晶体劈的干涉条纹法测量晶体固有线性双折射的系统光路如图 2 所示。

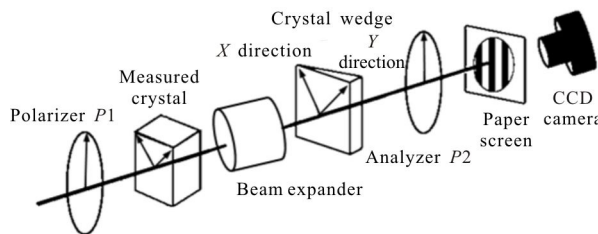


图 2 实验原理图

Fig.2 Experiment schematic diagram

将晶体劈的快慢轴方向定义为整个系统光路的 XY 方向,光的传播方向为 Z 方向。光源发出的光经起偏器后形成线偏振光,该线偏光通过晶体后,由于晶体内在的线性双折射作用,变为椭圆偏振光,并分

解成两束正交的线偏振光： o 光和 e 光。 o 光和 e 光经扩束镜扩束后，入射至晶体劈，引入了附加的相位差 $\delta(x)$ ，该相位差 $\delta(x)$ 沿劈角方向分布，且正比于入射光的入射位置 x 。通过晶体劈后， o 光和 e 光再经检偏器，形成相干光，经检偏后产生干涉，并由纸屏接收到该干涉条纹图像，条纹的移动量正比于晶体内部的线性双折射的大小。采用面阵 CCD 采集晶体劈的干涉图像，通过检测干涉条纹的移动量（如暗条纹的移动量），并根据下文可以计算得到被测晶体的固有线性双折射 $\Delta\gamma$ 。

起偏器 $P1$ 透光轴方向与 X, Y 方向呈 45° 角，则光源发出的光经起偏器后形成的入射线偏振光矢为：

$$E_{in} = A \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} A \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

令待测 BGO 晶体的两个感应主轴方向与晶体劈的快慢轴方向一致，即分别平行于系统的 X, Y 方向，设晶体中存在的固有线性双折转化为两感应主轴方向上的相位差 γ ，其琼斯矩阵为：

$$J = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma} \end{pmatrix} \quad (4)$$

光通过晶体劈后，在空间上形成相位差分布，其琼斯矩阵为：

$$JP = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\delta(x)} \end{pmatrix} \quad (5)$$

检偏器 $P2$ 的透光轴方向与起偏器的透光轴方向平行，即与系统 X 方向夹角为 45° ，其琼斯矩阵为：

$$P2 = \begin{pmatrix} \cos^2\beta & \cos\beta\sin\beta \\ \cos\beta\sin\beta & \sin^2\beta \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (6)$$

最后经检偏器出射的光矢量 E_{out} 为：

$$E_{out} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\delta(x)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma} \end{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} A \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{4} A (1 + e^{-i[\delta(x)+\gamma]}) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

输出光强 I_{out} 分布为：

$$I_{out} = |E_{out}|^2 = \frac{1}{2} (1 + \cos\delta(x) + \gamma) \quad (8)$$

可见，当 $\delta(x) + \gamma = 2k\pi, k=0, 1, 2, \dots$ 时，输出光强 I_{out} 为最大值，对应干涉图像为亮条纹；当 $\delta(x) + \gamma = (2k+1)\pi, k=0, 1, 2, \dots$ 时，输出光强 I_{out} 为最小值，对应干涉图像为暗条纹；当晶体劈上入射光位置 x 连续变化时，接收端即可得到竖直方向上亮暗交错变

化的条纹光斑。如图 3 所示。

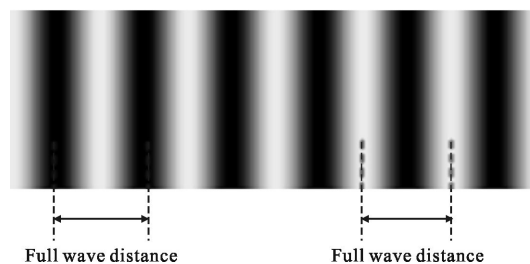


图 3 干涉条纹及全波行程的定义

Fig.3 Interference fringes and definition of the full wave distance

考虑到晶体固有线性双折射较小，取 $k=0$ ，则有：

$$\delta(x) + \gamma = 0 \quad (9)$$

对应干涉图像上的 0 级亮条纹。

将晶体劈相位差 $\delta(x)$ 的空间分布公式(2)代入公式(9)，即可得到干涉条纹横向位置 x 的移动量 Δx 和晶体固有线性双折射 γ 的变化量 $\Delta\gamma$ 的关系式：

$$\Delta\gamma = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot (n_e - n_o) \tan\theta \cdot \Delta x \quad (10)$$

定义光程差为一个波长 λ 时对应的位移 x 为全波行程 x_λ ，亦指干涉图像上两条相邻的明条纹或暗条纹之间的间距(如图 3 所示)，由公式(2)可得到其表达式^[10]：

$$x_\lambda = \frac{\lambda}{(n_e - n_o) \cdot \tan\theta} \quad (11)$$

则公式(10)可简化为：

$$\Delta\gamma = -2\pi \frac{\Delta x}{x_\lambda} \quad (12)$$

可见，待测晶体的固有线性双折射与干涉条纹位移呈线性关系。

测量过程中，首先对系统输出图像中的条纹位置进行定位；然后加入待测晶体，通过 CCD 相机检测条纹的移动量 Δx ，根据公式(12)便可求得待测晶体引入的固有线性双折射。

同理，改变待测晶体的温度，通过测量条纹的移动量 Δx 得到固有线性双折射随温度变化的特性。

2 实验验证

2.1 固有线性双折射的测量结果

测量光路如图 2 所示。采用带温控的 DFB 激光光源，波长为 980 nm，典型线宽为 2 MHz，对应波长带宽为 6.4×10^{-6} nm；起偏器、检偏器为格兰泰勒棱镜，消光比为 10^{-5} ，调节角度精度为 0.1° ；待测 BGO

晶体尺寸为 10 mm×10 mm×50 mm;使用扩束镜将经过 BGO 晶体的光束扩大为直径约为 20 mm 的光斑,以便于观测;所用晶体劈劈角为 1°,材料为石英,在波长 980 nm 下其折射率差为 $\Delta n=(n_e-n_o)=0.008\ 782$;接收端采用纸屏和 CCD 线阵相机,因为 CCD 有着分辨率高、成像质量好、噪声低、图像畸变小、无残像等优点。整体光路在气垫式精密隔震平台上搭建,主要光学器件的调节都通过 Thorlab 公司的 PAX 型 57 系列光偏振态测量仪(分辨率为 0.01°)进行测定和校准。

实验时设定系统 XY 方向分别为晶体劈的快慢轴方向,起偏器和检偏器的偏振角 $\pi/4$;先不加入晶体,对系统输出图像中的条纹位置进行定位;CCD 相机由 Labview 程序驱动,其采集到的光强分布曲线和对应的干涉图像分别如图 4(a)和(b)所示。测量过程中,光路中杂质、灰尘等外界因素会给输出光强带来不均匀性,从而影响测量结果,故图 4 中的光强分布曲线图通过 Labview 程序进行了中值滤波处理,处理后曲线较平滑且波谷位置对应的像素值更稳定。Labview 对曲线的波谷进行定位,得到波谷位置及波谷间距(条纹周期),通过设定合适的曝光值,其波谷位置像素值的波动精度可达 0.1 pixel。图 4(b)的干涉图给出了暗条纹对应的波谷位置,以及两相邻暗条纹的间距即两波谷位置之差 $x-y$,即全波行程,对应着 2π 相位变化。

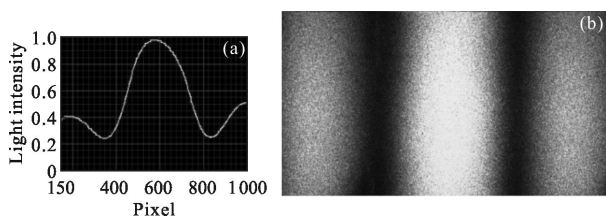


图 4 光强分布图及对应的干涉条纹图

Fig.4 Intensity distribution and the corresponding interference patterns

当不加晶体时,暗条纹对应的波谷位置分别为 348.099 和 840.105,相应的条纹周期为 492.005。加入 BGO 晶体后,暗条纹对应的波谷位置发生变化,为 348.551 和 840.561,相应的条纹周期为 492.01。可见,加入 BGO 晶体后引起的两暗条纹位移量分别为 0.452 和 0.456,相应的条纹周期平均值为 492.008。由下文可得 BGO 晶体引入的线性双折射大小为:

$$\gamma = -2\pi \frac{\Delta x}{x_\lambda} = -2\pi \frac{0.454}{492.008} \approx -0.33^\circ \quad (13)$$

待测 BGO 晶体的单位线性双折射大小为: $0.066(^\circ)/\text{cm}$ 。

同理,亦可测得磁光晶体的线性双折射。

2.2 测量精度分析

相比于传统的光强测量法,基于晶体劈的干涉条纹法测量线性双折射不受光源功率波动的影响,因而测量精度较高。文中的方法在实验过程中不需要调整其他光学器件,故系统光路经严格整定后,影响测量精度的主要因素只有光源的波长波动、光学器件的温漂、光路振动的影响以及检测用 CCD 相机的分辨率。实验中所采用的 DFB 光源,其波长随温度波动系数为 $0.06\ \text{nm}/^\circ\text{C}$,而其他光学器件受温漂影响较大,因而本实验在恒温情况下进行,则这部分影响可以忽略。整个系统光路在气垫式精密隔震平台上搭建,可不考虑光路振动的影响。CCD 线阵相机分辨率为 1 280,每个像素尺寸为 $14\ \mu\text{m}$,在 20 mm 光斑下可观测到 1 428 个像素点。适当设置 Labview 程序参数,图 4 中的波谷位置像素值的波动精度可达 0.1 pixel,并具有很好的可重复性。两波谷位置的间距为 492 pixel,对应为 360° 相位,因而可计算出测量精度约为 0.07° 。可以通过放大光斑来增加暗条纹间距,或采用更高分辨率的 CCD 相机进一步提高测试精度。如相机分辨率为 2048,单个像素尺寸为 $10\ \mu\text{m}$,对应测量精度约为 0.05° 。

2.3 测量结果验证

对同一 BGO 晶体用 Thorlab 公司的 PAX 型 57 系列光偏振态测量仪(工作波长在 700~1 000 nm,能精确测量光的偏振态和偏振度,分辨率为 0.01°)进行测定,得到如图 5 所示的测量结果。图中 Power Split Ratio 定义为两个正交偏振方向上的光功率比,Phase Difference 定义为线偏光经两个正交偏振方向传输后产生的相位延迟量,即指所测定的线性双折射。图 5(a)为未加入待测 BGO 晶体时的输出光矢的参数,其相位延迟量;图 5(b)为加入待测 BGO 晶体后的输出光矢的参数,其相位延迟量 $\gamma^2 = -0.6^\circ$;可见由 BGO 晶体所引入的线性双折射为:

$$\gamma = -0.60^\circ - (-0.26^\circ) = -0.34^\circ \quad (14)$$

比较公式(13)和(14)两个测量结果,其误差值为 0.01° ,在文中所提方法的测量精度范围之内。可知晶体劈干涉条纹法具有很好的实用性和较高的准确度。

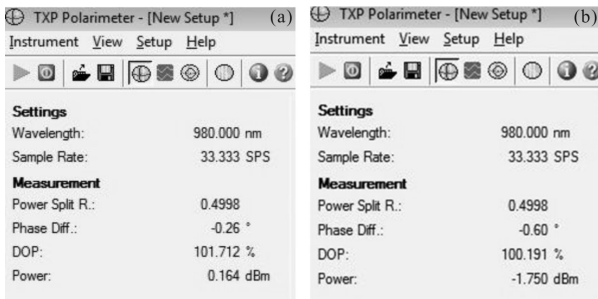


图 5 用偏振态测定仪测得的结果

Fig.5 Measurement result by polarimeter

2.4 双折射温度特性的测量结果

同理,对 BGO 晶体固有线性双折射的温度特性进行测量,采用 TEC 高精度温度控制器,温控范围为 $-20\sim 120\text{ }^{\circ}\text{C}$,精度为 $\pm 0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。实验时,将 BGO 晶体放置在温控平台上,并用具有通光孔的密封罩将其罩住,用红外线测温仪监测其温度变化。常温下,用晶体劈检测到暗条纹对应的波谷位置为 348.551 和 840.561,相应的条纹周期为 492.01。每隔 $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 进行升温,得到相应的波谷位置,通过换算得到线性双折射随温度变化的关系,如图 6 所示。

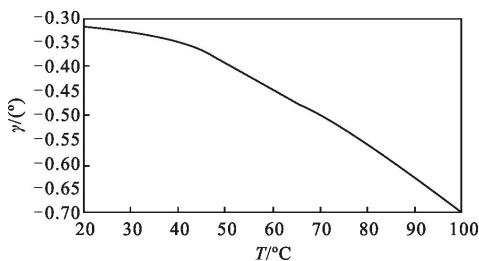


图 6 线性双折射随温度的变化

Fig.6 Linear birefringence varied with temperature

可见,从 $20\sim 100\text{ }^{\circ}\text{C}$,温度变化 $80\text{ }^{\circ}\text{C}$,线性双折射变化了: $-0.32^{\circ}-(-0.7^{\circ})=0.38^{\circ}$ 。

2.5 与光强法测量结果的比较

参考文献[6]为光强极值法,简单易行;参考文献[7-8]都为借助延迟片的光强法,而参考文献[8]中的测量方法精度更高,故文中用参考文献[6,8]所述方法对同一块 BGO 晶体进行测试,所借助的延迟片是实际相位延迟角为 87° 的四分之一波片,所用光功率计为 Thorlab 公司的 PM100A 配 S120C 探头,灵敏度为 1 nW 。通过多次测量取光强平均值,计算得到 BGO 晶体线性双折射,其结果如表 1 所示。

表 1 光强法测量结果

Tab.1 Measurement result by intensity method

Reference	$I_{\max}/\mu\text{W}$	$I_{\min}/\mu\text{W}$	$\gamma/(\text{ }^{\circ})$	Error/ (°)	
[6]	16.98	0.001	0.879	0.539	
Reference	$I_1/\mu\text{W}$	$I_2/\mu\text{W}$	$I_3/\mu\text{W}$	$\gamma/(\text{ }^{\circ})$	Error/ (°)
[8]	10.42	10.27	9.242	0.438	0.098

可见,该结果与用偏振态测定仪的测量结果 0.34° 相比,绝对误差达到了 0.539° 和 0.098° ,而晶体劈法的绝对误差仅为 0.01° ,其测量准确度提高了约一个数量级。参考文献 [6] 所用方法的测量误差较大,是因为其通过旋转检偏器测量光强极大值极小值来求取线性双折射,因而光路中光源的波动、检偏器的消光比大小及光功率计的灵敏度都会严重影响该极值的测量结果。

3 结论

文中提出了一种利用晶体劈的光强干涉条纹测量 BGO 晶体内部固有线性双折射及其温度特性的新方法,即使用晶体劈对偏振光的待测相位差进行调制,再利用检偏器形成一个亮暗交替的条纹光斑,通过测量条纹光斑的位移量得到待测晶体的线性双折射及其温度特性。该方法在测量过程中无需调节光学器件,且不受光源功率波动的影响,测量精度仅取决于 CCD 相机的分辨率。

采用文中方法对 50 mm 长的 BGO 晶体进行了测量,室温下其固有线性双折射为 0.33° ,与用光偏振态测定仪验证结果相符;温度变化 $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时,线性双折射变化了 0.38° 。与传统的光强法相比,测量准确度提高了约一个数量级。

当要求 OVT 的测量准确度为 0.2% 时,单位长度的 BGO 晶体固有线性双折射(大小为 0.066°)给系统带来约 1.0% 的误差;温度变化带来约 1.2% 的误差,这都是不容忽视的。如何有效地补偿或消除电光晶体的固有线性双折射及温度效应,是实现 OVT 实用化要解决的问题。

参考文献:

[1] Li Changsheng, Zeng Rong. Optical voltage sensor using

- single Fresnel rhomb Bi₄Ge₃O₁₂ crystal [J]. *IEEE Sensors Journal*, 2014, 14(1): 79–84
- [2] Kyung Shik Lee. Electro-optic voltage sensor: birefringence effects and compensation methods [J]. *Applied Optics*, 1990, 29(30): 4453–4461.
- [3] Li Kaicheng, Ye Miaoyuan. The influence of electro-optic crystal in optic fiber voltage transformer on measuring accuracy[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2000, 27(4): 67–71. (in Chinese)
李开成, 叶妙元. 光纤电压互感器中电光晶体对测量精度的影响[J]. 光电工程, 2000, 27(4): 67–71.
- [4] Huang Lisheng, Ma Shanjun, Xu Canhua, et al. Polarization interference measuring mode of optical voltage transducer: Part one limitation analysis of polarization interference measuring mode [J]. *Automation of Electric Power Systems*, 2014, 38(2): 97–101. (in Chinese)
黄荔生, 马善军, 许灿华, 等. 光学电压互感器偏光干涉测量模式: 常见偏光干涉测量模式局限性分析 [J]. 电力系统自动化, 2014, 38(2): 97–101.
- [5] Liu Yanbing, Li Hongbin, Yu Chunyu, et al. The Theory, Technology and Application of Electronic Instrument Transformer [M]. Beijing: Science Press, 2009, 8: 116–119. (in Chinese)
刘延冰, 李红斌, 余春雨, 等. 电子式互感器原理、技术及应用[M]. 北京: 科学出版社, 2009, 8: 116–119.
- [6] Wang Zhengping, Li Qinbo, Wang Huili, et al. A method to measure the linear birefringence inside the bulk glass head of an optical current sensor [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, 32(5): 612–614. (in Chinese)
王政平, 李庆波, 王慧丽, 等. 光学玻璃电流传感头内线性双折射的测量方法[J]. 光子学报, 2003, 32(5): 612–614.
- [7] Wang Zhengping, Li Qingbo, Ouyang Chunmei, et al. Method employing a retarder to measure the linear birefringence inside bulk glass current sensing heads[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, 33(6): 716–720. (in Chinese)
王政平, 李庆波, 欧阳春梅, 等. 延迟片法测量光学玻璃电流传感头线性双折射[J]. 光子学报, 2004, 33(6): 716–720.
- [8] Wang Zhengping, Li Qingbo, Ouyang Chunmei, et al. Novel method to measure the linear birefringence inside bulk glass current sensing heads [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, 33(8): 956–959. (in Chinese)
王政平, 李庆波, 欧阳春梅, 等. 测量光学玻璃电流传感头线性双折射的新方法[J]. 光子学报, 2004, 33(8): 956–959.
- [9] Xiao Haosu, Zhang Yunqiang, Fan Zhigang, et al. Precision analysis of polarization interference method for measuring stress birefringence of crystal [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(2): 271–276. (in Chinese)
肖昊苏, 张运强, 范志刚, 等. 偏振干涉法测量晶体应力双折射精度分析[J]. 红外与激光工程, 2011, 40(2): 271–276.
- [10] Xu Canhua, Xu Qifeng, Xie Nan. Using crystal wedge to measure temperature dependence of quartz wave plates' phase retardation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(2): 02120004–1–5. (in Chinese)
许灿华, 徐启峰, 谢楠. 用晶体斜劈方法测量石英波片相位延迟的温度特性[J]. 光学学报, 2014, 34(2): 02120004–1–5.