

厚单元零级波片设计原理及性能分析

吴闻迪*

曲阜师范大学物理工程学院山东省激光偏光与信息技术重点实验室, 山东 曲阜 273165

摘要 针对波片常规设计中存在的零级波片厚度过小而不易制作、多级片的相位延迟量受温度影响较大的现状, 给出了一种设计厚单元零级波片的思路与方法。根据单轴双折射晶体的光学性质, 给出了厚单元零级波片设计的原理公式, 据此使用任意单轴双折射晶体设计出可选择厚度的零级波片。分析了波片的厚度精度和温度变化对厚单元零级波片相位延迟量的影响, 并与常规设计波片进行了比较。分析结果表明: $1\ \mu\text{m}$ 的厚度偏差对厚单元零级波片相位延迟量的影响小于 0.3° , 仅为相同厚度偏差下常规设计零级波片和多级波片的近 6%; 温度的变化对厚单元零级波片相位延迟量的影响与其对常规设计零级波片的影响相近, 而温度的变化对厚单元零级波片相位延迟量的影响仅为相同厚度常规设计多级片的近 1/30。针对三个波长波片设计制作了实验样品并进行了实验测试, 验证了厚单元零级波片设计和制作的可行性。所设计的厚单元零级波片具有综合相位延迟性能和厚度可以灵活设计的特点, 且便于制作, 较常规设计波片具有明显的优势。

关键词 激光光学; 偏振光学; 零级波片; 相位延迟量精度; 温度效应

中图分类号 O436.3

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL202249.2301010

1 引言

相位延迟器是偏振光学应用技术中极为重要的光学器件, 它可以在线偏振光转化为椭圆偏振光和圆偏振光, 实现线偏振光振动面的旋转, 在偏光技术、激光技术、光通信技术、液晶显示、光学成像、天文探测等领域有广泛应用^[1-4]。相位延迟器分为由各向同性材料制成的菱体型^[5-6]和由单轴双折射晶体制成的片状两种类型。前者称为消色差相位延迟器, 具有较宽的光谱区, 但不易制成较大的口径, 且体型笨重, 安装与调试极为不便, 所以较少使用; 后者可以根据材料的尺度制成大的片状口径, 通常称为波片。波片可分为由多片组成的消色差复合波片^[7-11]及用于单一波长的单元波片和两元组合波片^[12-13]。原理上所有的双折射晶体均可以用于设计制作波片, 目前主要使用白云母、石英、氟化镁晶体和蓝宝石等双折射率相对较小的单轴晶体, 因为晶体的双折射率越大, 对应一个零级相位延迟量的几何厚度越小。采用石英和氟化镁等晶体材料实现可见光谱区一个零级的 $\lambda/4$ (λ 为光波长) 相位延迟, 所需的波片厚度只有十几个微米, 制作工艺难度较大, 所以单片一般制成厚度大于 $300\ \mu\text{m}$ 的厚片, 该波片被称为多级片。多级片的延迟量受使用环境温度的影响较大^[14], 不便于在自然环境下使用。为了克服使用环境温度对多级片延迟量的不利影响, 通常零级波片采取了两种设计方案: 一种是两片组合的零级波片,

即两片的晶体光轴均在入射端面内, 其厚度之差对应一个设计波长下的相位延迟量, 将两片按晶体光轴正交的方式组合成一体, 称之为常规组合零级波片; 另一种是将抛光的具有任意相位延迟量的双折射晶片胶合在由光学玻璃制成的镜片上, 然后将双折射晶片研磨并抛光至所需的零级相位延迟量对应的厚度。这样两种设计方法虽然降低了温度对相位延迟量的影响, 但是增加了波片的制作工序和成本。针对温度对多级片延迟量的不利影响以及组合零级波片存在的制作工艺复杂和成本较大的问题, 本文给出了一种厚单元零级波片的设计结构与设计原理, 并对其设计原理及性能参数进行了分析, 以期采用常规多级片的制作工艺, 制作出延迟量精度高于现有零级片且温度对延迟量的影响小于相同厚度多级片的单元零级波片。

2 设计结构与设计原理

厚单元零级波片的设计结构如图 1 所示, 与常规设计波片^[5]的不同之处在于: 常规设计波片的晶体光轴在其入(出)射表面内, 而本文给出的厚单元零级波片的晶体光轴(图 1 中的双箭头)与入(出)射表面成一定的角度。

建立相应的坐标系, 波片的入射端面为 xoy 面, 晶体光轴平行于 xoz 面, 并与 oz 轴成 γ_0 角。对于由单轴双折射晶体设计的波片, 其相位延迟量 δ 为

收稿日期: 2022-06-28; 修回日期: 2022-08-01; 录用日期: 2022-08-26

通信作者: *wuwendi@mail.qfnu.com

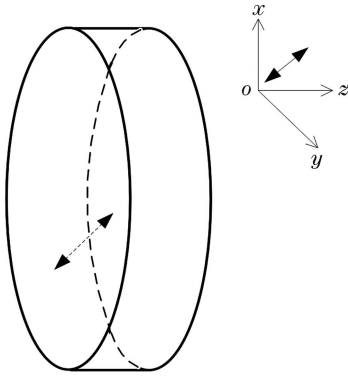


图 1 厚单元零级波片的设计结构

Fig. 1 Design structure of thick unit zero-order wave plate

$$\delta = 2\pi \left(N + \frac{n}{4} \right) = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}, \quad (1)$$

式中: N 为波片相位延迟量的级数, 本文涉及的是零级波片, 即 $N=0$; λ 为光波长; Δ 为 e、o 光在波片中产生的光程差; $n=1$ 对应 $1/4$ 波片, $n=2$ 对应 $1/2$ 波片, $n=3$ 对应 $3/4$ 波片, $n=4$ 对应全波片。设 n_o 为波片中 o 光的折射率, n_R 为 e 光线的折射率, d 为波片的厚度。对于 o 光, 与常规设计波片的情况相同, 光正入射时, 光程为 $n_o d$; 对于 e 光, 由于晶体光轴与波片表面入射端面法线成一定的角度, 其折射率不为主折射率, 同时所经过的几何路径长度也不等于波片的厚度, 其光程为 $n_R d_e$ 。e、o 光在波片中产生的光程差为

$$\Delta = n_R d_e - n_o d, \quad (2)$$

式中: d_e 为 e 光线在波片内的几何路径长度。

下面分析 n_R 、 d_e 与波片中晶体光轴取向的关系, 以便得出延迟量、波片厚度和波片中晶体光轴取向的关系式。

图 2 为光在厚单元零级波片中的光路图, 晶体光轴在截面内, 由虚线双箭头标示。光由 o 点正入射于波片; e 光的振动面在 xz 平面内, 其在波片中的折射角为 γ_R , 晶体光轴与 z 轴的夹角为 γ_o (下文统称为光

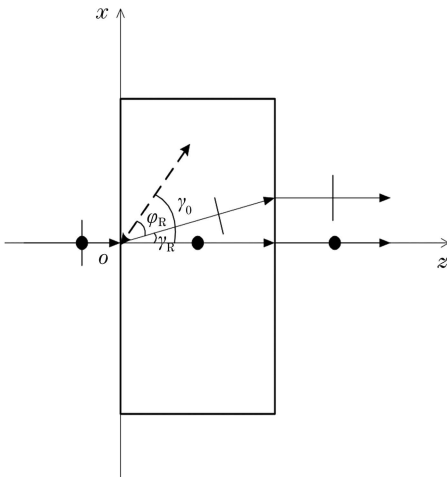


图 2 波片中 e 光线的光路图

Fig. 2 Optical path of e-ray in wave plate

轴角), e 光线与晶体光轴的夹角为 φ_R 。

正入射的 e 光线遵从的折射公式^[15]为

$$\tan \gamma_R = \frac{(n_e^2 - n_o^2) \sin \gamma_o \cos \gamma_o}{n_e^2 \cos^2 \gamma_o + n_o^2 \sin^2 \gamma_o}, \quad (3)$$

式中: n_e 为晶体中 e 光波的主折射率。

晶体中 e 光线的折射率为

$$n_R = (n_e^2 \sin^2 \varphi_R + n_o^2 \cos^2 \varphi_R)^{1/2}. \quad (4)$$

e 光在波片中的路径长度为

$$d_e = d / \cos \gamma_R = d (n_e^4 \cos^2 \gamma_o + n_o^4 \sin^2 \gamma_o)^{1/2} \div (n_e^2 \cos^2 \gamma_o + n_o^2 \sin^2 \gamma_o). \quad (5)$$

由图 2 中的角度关系可知

$$\varphi_R = \gamma_o - \gamma_R. \quad (6)$$

由式(3)、(4)、(6)可得

$$n_R = n_o n_e (n_e^2 \cos^2 \gamma_o + n_o^2 \sin^2 \gamma_o)^{1/2} \div (n_e^4 \cos^2 \gamma_o + n_o^4 \sin^2 \gamma_o)^{1/2}. \quad (7)$$

将式(5)、(7)代入式(2)可得

$$\Delta = [n_e / (n_e^2 \cos^2 \gamma_o + n_o^2 \sin^2 \gamma_o)^{1/2} - 1] n_o d. \quad (8)$$

将式(8)代入式(1)可得

$$\sin^2 \gamma_o = [16d^2 n_o^2 - (4dn_o + n\lambda)^2] n_e^2 \div [(4dn_o + n\lambda)^2 (n_e^2 - n_o^2)]. \quad (9)$$

当确定了使用的单轴双折射晶体对应的光波长和相位延迟量后, 通过式(9)可得出波片厚度确定时的晶体光轴角。同样, 还可得到光轴角确定时的波片厚度:

$$d = n\lambda (n_e^2 \cos^2 \gamma_o + n_o^2 \sin^2 \gamma_o)^{1/2} \div \left\{ 4n_o [n_e - (n_e^2 \cos^2 \gamma_o + n_o^2 \sin^2 \gamma_o)^{1/2}] \right\}. \quad (10)$$

式(9)、(10)是厚单元零级波片设计的原理基础。

针对入射光波长为 $0.633 \mu\text{m}$ 时设计的厚单元零级 $1/4$ 波片 ($n=1$), 分别选用光学石英晶体 ($n_e=1.55169, n_o=1.54264$) 和冰洲石晶体 ($n_e=1.48515, n_o=1.65567$)。由式(9)可分别得到以两种晶体作为原材料时厚单元零级波片的光轴角与波片厚度的关系曲线, 如图 3 所示(实线为冰洲石晶体, 虚线为石英晶体)。可以看出: 厚单元零级波片的光轴角和波片厚度与晶体的双折射率均成反比关系。原理上可以使用任意单轴双折射晶体设计出任意厚度的零级波片, 不过

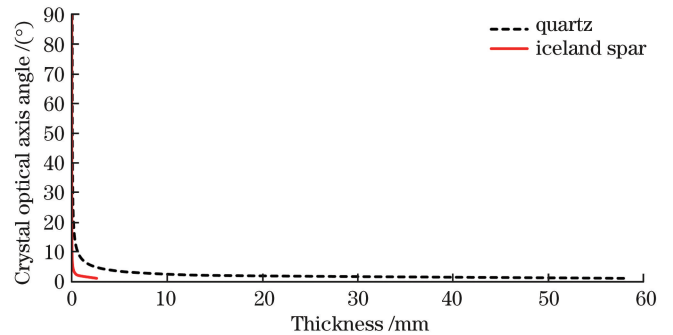


图 3 $0.633 \mu\text{m}$ $1/4$ 波片的晶体光轴角与波片厚度的关系曲线

Fig. 3 Relation curve between crystal optical axis angle and wave plate thickness for $0.633 \mu\text{m}$ $1/4$ wave plate

考虑到晶体的光轴角过小时存在的锥光干涉及旋光效应,建议使用石英、氟化镁和蓝宝石等双折射率较小的晶体,厚度选择 0.3~1.0 mm,光轴角小于 45°,制作时精度应控制在 1'以内。

3 厚度偏差及温度变化对厚单元零级波片延迟量的影响

3.1 波片厚度偏差对延迟量的影响

将式(8)代入式(1)可得

$$\delta = \frac{2\pi n_o d}{\lambda} \left[\frac{n_e}{(n_e^2 \cos^2 \gamma_0 + n_o^2 \sin^2 \gamma_0)^{1/2}} - 1 \right] \quad (11)$$

设厚单元零级波片厚度存在 Δd 的制作偏差,由式(11)可得 Δd 引起的相位延迟量偏差 $\Delta\delta_1$ 为

$$\Delta\delta_1 = \frac{2\pi n_o \Delta d}{\lambda} \left[\frac{n_e}{(n_e^2 \cos^2 \gamma_0 + n_o^2 \sin^2 \gamma_0)^{1/2}} - 1 \right] \quad (12)$$

以入射光波长为 0.633 μm 时设计的光学石英晶体 1/4 波片为例,取厚度 d 为 300 μm 和 500 μm ,由式(9)可得光轴角分别为 14.0298°和 10.8245°,将相关数据分别代入式(12)计算得出相位延迟量偏差 $\Delta\delta_1$ 随厚度偏差 Δd 的变化曲线,并与常规设计的 0.633 μm 1/4 波片的性能进行对比,结果如图 4 所示(实线对应 $d=500 \mu\text{m}$ 时的零级波片性能,虚线对应 $d=300 \mu\text{m}$ 时的零级波片性能,点线对应利用石英晶体常规设计的 0.633 μm 零级 1/4 波片性能)。

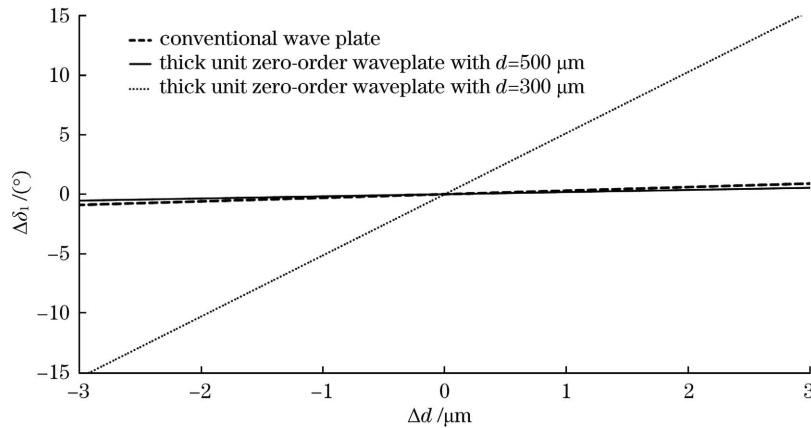


图 4 常规波片与厚单元零级波片的性能对比关系曲线

Fig. 4 Performance comparison of conventional wave plate and thick unit zero-order wave plate

可以看出,在相同的厚度制作偏差下,厚单元零级波片设计产生的相位延迟量偏差仅为常规设计零级波片和多级片的近 6%,且厚单元零级波片的厚度越大,相位延迟量受厚度偏差的影响越小,即采用相同的制作技术,厚单元零级波片设计方法可以获得精度更高的相位延迟量。

3.2 温度变化对延迟量的影响

温度对波片延迟量的影响主要体现在所使用的单轴双折射晶体的主折射率的温度系数 dn_e/dT 和 dn_o/dT 及波片厚度方向的热膨胀系数。值得注意的

是,对于多数的单轴双折射晶体,其在平行于晶体光轴方向上的热膨胀系数(α_1)与垂直于晶体光轴方向上的热膨胀系数(α_2)是不同的,即 $\alpha_1 \neq \alpha_2$ 。参照对单轴晶体中 e 光折射率的求解方法,光轴角为 γ_0 的波片在厚度方向上的热膨胀系数(α_{γ_0})为

$$\alpha_{\gamma_0} = \alpha_1 \alpha_2 / (\alpha_1^2 \sin^2 \gamma_0 + \alpha_2^2 \cos^2 \gamma_0)^{1/2} \quad (13)$$

当温度改变量为 t 时,单轴双折射晶体的主折射率为 $[n_e \pm (dn_e/dT)t]$ 和 $[n_o \pm (dn_o/dT)t]$,厚度为 $(1 \pm \alpha_{\gamma_0} t)d$,代入式(11)可得有温度影响时厚单元零级波片的延迟量 δ_1 为

$$\delta_1 = \frac{2\pi [n_o \pm (dn_o/dT)t] (1 \pm \alpha_{\gamma_0} t) d}{\lambda} \times \left\{ \frac{n_e \pm (dn_e/dT)t}{\{ [n_e \pm (dn_e/dT)t]^2 \cos^2 \gamma_0 + [n_o \pm (dn_o/dT)t]^2 \sin^2 \gamma_0 \}^{1/2}} - 1 \right\} \quad (14)$$

式中:“+”代表温度的升高;“−”代表温度的下降。

对于常规设计的波片,有温度影响时延迟量 δ_2 为

$$\delta_2 = \frac{2\pi (1 \pm \alpha_2 t) d \times \{ [n_e \pm (dn_e/dT)t] - [n_o \pm (dn_o/dT)t] \}}{\lambda} \quad (15)$$

根据文献(6)给出的温度为 0~80 °C 时石英晶体光轴与垂直晶轴方向上的热膨胀系数 $\alpha_1 = 7.97 \times 10^{-6}$

和 $\alpha_2 = 13.37 \times 10^{-6}$,可得入射光波长为 0.5893 μm 时的主折射率为 $n_o = 1.54424$ 和 $n_e = 1.55335$,温度为

23 °C 时主折射率的温度系数为 $dn_e/dT = -0.642 \times 10^{-5}$ 和 $dn_o/dT = -0.530 \times 10^{-5}$ 。下面根据上述参数分析温度对厚单元零级波片延迟量的影响,并与相同厚度的常规多级片和零级片进行比较。

对于 0.5893 μm 零级 1/4 波片,若波片厚度为 0.5 mm,由式(9)、(13)计算得到 $\gamma_0 = 10.40535^\circ$ 和 $\alpha_{\gamma_0} = 8.0557 \times 10^{-6}$;对于常规波片设计,一个零级 0.5893 μm 1/4 波片的厚度为 16.1718 μm,其厚度方

向上的热膨胀系数为 $\alpha_2 = 13.37 \times 10^{-6}$,23 °C 时在入射光波长 0.5893 μm 下 0.5 mm 厚度对应的延迟量为 15.45901919π 。根据以上有用的数据,由式(14)、(15)计算得到的温度对三种波片延迟量的影响如表 1 所示,其中 t 是相对 23 °C 的温度变化, $\Delta\delta_{i1}$ 、 $\Delta\delta_{i2}$ 以及 $\Delta\delta_{i3}$ 分别代表 0.5 mm 厚的单元零级 1/4 波片、0.5 mm 厚的常规设计多级片以及常规设计零级 1/4 波片的相位延迟量随温度变化量的改变量。

表 1 温度对三种波片延迟量的影响

Table 1 Influence of temperature on retardation of three kinds of wave plates

$t/^\circ\text{C}$	-8	-6	-4	-2	0	2	4	6	8
$\Delta\delta_{i1}/(^\circ)$	0.0809	0.0691	0.0457	0.0223	0	-0.0216	-0.0421	-0.0626	-0.0831
$\Delta\delta_{i2}/(^\circ)$	2.4407	1.9155	1.2214	0.6116	0	-0.6091	-1.2182	-1.8277	-2.4376
$\Delta\delta_{i3}/(^\circ)$	0.0789	0.0592	0.0395	0.0198	0	-0.0197	-0.0394	-0.0591	-0.0788

由表 1 中的数据可以看出:温度对厚单元零级波片相位延迟量的影响只是相同厚度常规设计多级片的近 1/30^[16],达到了与常规设计真零级波片几乎相同的温度稳定性。

4 样品制作及性能测试

使用光学石英晶体,利用 X 射线定向仪精定光轴角(精度误差小于 1')和精校直角(精度误差小于 1')并通过滚圆、研磨和双面抛光等工序,制作了 0.532 μm 波长的 1/4 波片(光轴角为 12° 45')、0.6328 μm 波长的 1/4 波片(光轴角为 14° 2')、

0.650 μm 波长的 1/2 波片(光轴角为 20° 5')的测试样品。对所有样品波片进行双面抛光,样品厚度均为 (300.0 ± 0.5) μm。

采用光相位延迟量的归一化偏振调制测量方法测试样品波片延迟量^[17],测试光路如图 5 所示。其中, P_1 、 P_2 为格兰-汤普逊棱镜起偏器, R 为与激光光源波长对应的 1/4 波片, R_s 为待测波片, W 为 Wollaston 棱镜, D_1 、 D_2 为两个由中国计量科学院研制定标的 LM-5 激光功率计。测试系统搭建在具有调温功能的平台上,可以在一定的温度范围内对样品波片性能进行测试。

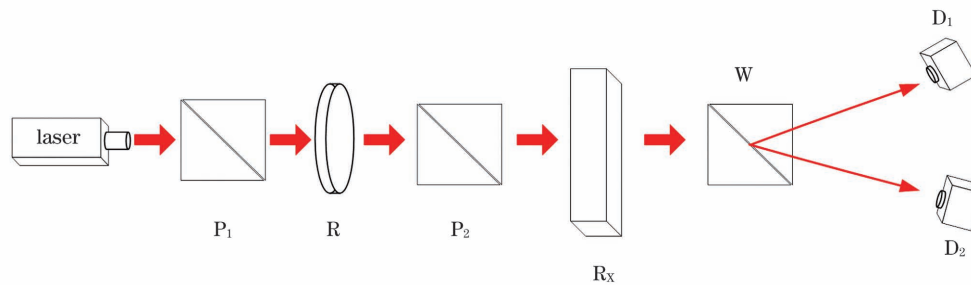


图 5 样品测试光路

Fig. 5 Optical path in sample test

根据文献[17]的测试原理,分别使用波长为 0.5320、0.6328、0.6500 μm 的激光光源,在 18、23、28 °C 三个温度点对相应波长样品波片的相位延迟量进行了测试,每个样品波片在不同的温度点均进行 5 次测试,

取其平均值,结果如表 2 所示。其中,为了验证器件性能的稳定性,每种样品制作了两块,样品 1、2 为 0.532 μm 1/4 波片,3、4 为 0.6328 μm 1/4 波片,5、6 为 0.650 μm 1/2 波片。

表 2 样品波片相位延迟量随温度变化的测量结果

Table 2 Measured phase delay of sample wave plate as a function of temperature

Temperature / °C	Phase delay / (°)					
	1	2	3	4	5	6
18	90.02 ± 0.002	89.55 ± 0.002	90.30 ± 0.004	89.76 ± 0.002	180.18 ± 0.004	180.62 ± 0.002
23	89.95 ± 0.002	89.48 ± 0.004	90.23 ± 0.002	89.70 ± 0.004	180.10 ± 0.004	180.53 ± 0.004
28	89.90 ± 0.004	89.44 ± 0.002	90.19 ± 0.002	89.66 ± 0.002	180.04 ± 0.004	180.46 ± 0.002

可以看出, 10°C 的温度变化量对相位延迟量的影响在 0.15° 以内, 理论与实际吻合较好。

5 结 论

给出了一种设计厚单元零级波片的思路与方法, 根据单轴双折射晶体的光学性质, 得出了厚单元零级波片设计的原理公式, 据此使用任意单轴双折射晶体设计出可选择厚度的零级波片, 从而解决了波片常规设计中存在的零级波片厚度过小而不易制作、多级片的相位延迟量受温度变化影响较大的问题。分析了波片的厚度精度以及温度变化对厚单元零级波片相位延迟量的影响, 并与常规设计波片进行了比较。分析结果表明: $1\ \mu\text{m}$ 的厚度偏差对厚单元零级波片相位延迟量的影响约为 0.3° , 仅为相同厚度偏差下常规设计零级波片和多级波片的近 6% , 综上所述, 采用相同的制作技术, 厚单元零级波片设计可以获得精度更高的相位延迟量。而温度的变化对厚单元零级波片相位延迟量的影响仅为相同厚度常规设计多级片的近 $1/30$, 与常规设计零级波片基本相同。针对三个波片设计制作了实验样品并进行了实验测试, 验证了厚单元零级波片设计和制作的可行性。所设计波片的延迟量精度高、温度稳定性好, 且厚度可以灵活设计, 便于制作, 较常规设计的波片具有明显的优势。

参 考 文 献

- [1] 杨昊, 谢晨波, 方志远, 等. 星-地激光雷达联合观测合肥地区的气溶胶垂直分布[J]. 中国激光, 2021, 48(1): 0110001.
Yang H, Xie C B, Fang Z Y, et al. Joint observations of vertical distribution of aerosols in Hefei area by spaceborne and ground-based lidars [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(1): 0110001.
- [2] 黄彤宇, 孟若愚, 赵千皓, 等. 模块化全偏振显微镜[J]. 中国激光, 2021, 48(15): 1517002.
Huang T Y, Meng R Y, Zhao Q H, et al. Modular full-polarization microscope[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(15): 1517002.
- [3] 周明尧, 侯俊峰, 王东光, 等. 天文望远镜无偏消旋镜装调方案设计及其验证[J]. 中国激光, 2020, 47(6): 0604005.
Zhou M Y, Hou J F, Wang D G, et al. Design and verification of depolarized derotator alignment scheme in astronomical telescope[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(6): 0604005.
- [4] 沈元星, 姚悦, 何宏辉, 等. 非标记、定量化穆勒矩阵偏振成像在辅助临床诊断中的应用[J]. 中国激光, 2020, 47(2): 0207001.
Shen Y X, Yao Y, He H H, et al. Mueller matrix polarimetry: a label-free, quantitative optical method for clinical diagnosis [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(2): 0207001.

- [5] 李景镇. 光学手册[M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 1986.
Li J Z. Optical handbook [M]. Xi'an: Shaanxi Science & Technology Press, 1986.
- [6] 闫斌, 吴福全, 郝殿中, 等. 光学介质薄膜优化的宽带消色差 $\lambda/4$ 相位延迟器[J]. 光学学报, 2007, 27(10): 1896-1900.
Yan B, Wu F Q, Hao D Z, et al. Thin-film-optimized broadband achromatic quarter-wave phase retarder [J]. Acta Optica Sinica, 2007, 27(10): 1896-1900.
- [7] Hariharan P, Malacara D. A simple achromatic half-wave retarder[J]. Journal of Modern Optics, 1994, 41(1): 15-18.
- [8] 郑春红, 宋连科, 梁荣饶. 三元复合式消色差 $\lambda/4$ 波片的优化设计[J]. 中国激光, 2004, 31(6): 662-664.
Zheng C H, Song L K, Liang R R. Optimizational design scheme for three-in-one composite achromatic $\lambda/4$ wave-plate [J]. Chinese Journal of Lasers, 2004, 31(6): 662-664.
- [9] 郭丽娇, 吴福全, 宋连科, 等. 用模拟退火算法设计的云母 $\lambda/2$ 消色差复合波片[J]. 中国激光, 2010, 37(6): 1574-1578.
Guo L J, Wu F Q, Song L K, et al. Design of mica achromatic half wave-plate with simulated annealing algorithm[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(6): 1574-1578.
- [10] 王东光, 邓元勇, 张志勇, 等. 大口径消色差波片的研制[J]. 中国激光, 2010, 37(4): 979-986.
Wang D G, Deng Y Y, Zhang Z Y, et al. Development of achromatic waveplate with large aperture[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(4): 979-986.
- [11] Saha A, Bhattacharya K, Chakraborty A K. Achromatic quarter-wave plate using crystalline quartz[J]. Applied Optics, 2012, 51(12): 1976-1980.
- [12] 吴福全, 赵培, 张旭, 等. 云母 $1/4$ 波片光谱性能分析[J]. 光电子·激光, 2006, 17(4): 434-437.
Wu F Q, Zhao P, Zhang X, et al. Analysis of the $1/4$ wave plate's spectral performance [J]. Journal of Optoelectronics · Laser, 2006, 17(4): 434-437.
- [13] 李之通, 赵一鸣, 李祥涵, 等. Porro 棱镜相位延迟及其补偿波片的设计分析[J]. 中国激光, 2021, 48(21): 2101004.
Li Z T, Zhao Y M, Li Z H, et al. Design and analysis of phase delay of Porro prism and compensation wave-plate [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(21): 2101004.
- [14] 穆延魁, 李国华, 宋连科. 石英波片相位延迟随温度的变化行为[J]. 中国激光, 2006, 33(7): 949-952.
Mu T K, Li G H, Song L K. Study on retardation variation behavior of quartz wave-plate follows temperature [J]. Chinese Journal of Lasers, 2006, 33(7): 949-952.
- [15] Wu W D, Wu F Q, Shi M, et al. A unit structure Rochon prism based on the extraordinary refraction of uniaxial birefringent crystals[J]. Optics Express, 2013, 21(11): 13162-13168.
- [16] 赵爽, 吴福全. 石英晶体的色散方程及折射率温度系数[J]. 光子学报, 2006, 35(8): 1183-1186.
Zhao S, Wu F Q. The study on dispersive equation and thermal refractive index coefficient of quartz crystal [J]. Acta Photonica Sinica, 2006, 35(8): 1183-1186.
- [17] 赵秋玲, 吴福全. 光相位延迟量的归一化偏振调制测量[J]. 光学学报, 2002, 22(3): 360-362.
Zhao Q L, Wu F Q. Optical phase retardation measurement by normalized polarizing modulation [J]. Acta Optica Sinica, 2002, 22(3): 360-362.

Design Principle and Performance Analysis of Thick Unit Zero-Order Wave Plate

Wu Wendi*

*Shandong provincial Key Laboratory of Laser Polarization and Information Technology,
School of Physical Engineering, Qufu Normal University, Qufu 273165, Shandong, China*

Abstract

Objective Phase retarders are vital optical devices used in various optical polarization applications. Phase retarders are constructed using uniaxial birefringent crystals called wave plates. In theory, all birefringent crystals can be used to manufacture wave plates. However, the corresponding thickness of a zero-order $1/4$ wave plate in the visible spectrum is only a dozen microns, even if it is constructed from a quartz crystal with low birefringence, making manufacturing difficult. Therefore, the plates are often manufactured with a thickness exceeding $300\ \mu\text{m}$, called multi-order wave plates. The retardation of a multi-order wave plate is significantly influenced by the temperature of the application environment, which is unfavorable in the natural environment. The design principle and structure of a thick-unit zero-order wave plate that overcome the difficulty in manufacturing zero-order wave plates and the adverse effects of ambient temperature on the retardation of multi-order wave plates are proposed in this study. The design principle and performance parameters of thick-unit zero-order wave plates are analyzed to realize the production of multi-order wave plates, with a retardation accuracy higher than those of the existing zero-order wave plates, whose retardation is less sensitive to temperature than those for multi-order wave plates with the same thickness.

Methods First, the relationship between the optical axis angle and the thickness of the thick-unit zero-order wave plate was determined based on the optical properties of uniaxial birefringent crystals after obtaining the required retardation for the designed wavelength using equations of refraction and the refractive index of the e-ray [Eqs. (9) and (10)]. Second, the effects of the wave plate thickness accuracy and temperature variation on the phase retardation of thick-unit zero-order wave plates were analyzed. The proposed design was compared with a conventional design in an actual design case. Third, experimental samples were fabricated using optical quartz crystals in the proposed design, and their phase retardation was examined using normalized polarization measurements (Fig. 5).

Results and Discussions The fundamental design equations [Eqs. (9) and (10)] of a thick-unit zero-order wave plate can be used to design zero-order wave plates with a selectable thickness for any uniaxial birefringent crystal (Fig. 3). Furthermore, the effects of the thickness accuracy and temperature variation on the phase retardation are investigated based on a design case using optical quartz crystals. The results are as follows: 1) A thickness difference of $1\ \mu\text{m}$ has an influence of less than 0.3° on the phase retardation of the thick-unit zero-order wave plate, which is less than 6% of that of the conventionally designed zero-order wave plate or the multi-order wave plate with the same thickness difference (Fig. 4). This indicates that, by using the same manufacturing technology, the thick-unit zero-order wave plate design can achieve higher precision of phase retardation. 2) The effect of temperature variations on the phase retardation of the thick-unit zero-order wave plate is similar to that for the conventional zero-order wave plate and is only $1/30$ of that for a conventional multi-order wave plate (Table 1). 3) Tests on the samples verified the feasibility of designing and manufacturing thick-unit zero-order wave plates. When the ambient temperature is varied within a range of $\pm 5^\circ\text{C}$, the variation in the phase retardation is within 0.15° (Table 2).

Conclusions In this study, a design principle and method for thick-unit wave plates are proposed and any uniaxial birefringent crystal can be used to manufacture a zero-order wave plate with a selectable thickness. This overcomes the manufacturing difficulty in conventionally designed zero-order wave plates owing to the minimal thickness and adverse effects of temperature variations on the phase retardation of multi-order wave plates. Given the significant advantages of highly precise retardation, stable temperature, flexible thickness, and ease of manufacturing, the proposed design provides a novel approach for designing and fabricating high-performance zero-order wave plates.

Key words laser optics; polarization optics; zero-order wave plate; accuracy of phase retardation; temperature effect