

电光晶体用于快速变焦的设计

陈 晨, 钟哲强, 张 彬

(四川大学 电子信息学院, 四川 成都 610064)

摘 要: 在利用晶体的电光效应实现快速变焦时, 需要合理地设计电光晶体及电极结构。基于晶体电光效应的基本原理, 提出了其设计的基本原则和思路, 并通过一次电光晶体(铌酸锂晶体)和二次电光晶体(钽铌酸钾晶体)内部非均匀电场及其总附加光程的模拟和比较, 获得了优化的电光晶体及电极设计结果。在此基础上, 开展了电光晶体用于快速变焦设计的性能分析, 并讨论了电光晶体长度、外加电压等参数对总附加光程的影响。结果表明: 电光晶体的附加光程调制的曲率半径随控制电压增大而减小, 在加载电压不变的情况下随晶体厚度的增大而增大。因此, 在实际应用中, 需要对晶体厚度和加载电压综合进行考虑, 以获得最佳的变焦效果。

关键词: 电光晶体; 快速变焦; 晶体厚度; 加载电压

中图分类号: O799 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201645.0521002

Design of electro-optic crystals applied in fast zooming scheme

Chen Chen, Zhong Zheqiang, Zhang Bin

(College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract: To achieve fast zooming by using electro-optic (EO) crystal, the EO crystal and electrode structures are required to be designed properly. Based on electro-optic effect, the basic principle and way of the EO crystal design were proposed. By means of simulation and comparison of internal non-uniform electric field and total additional optical path between linear EO crystal (lithium niobate crystal) and square EO crystal (tantalum potassium niobate crystal), the optimization of the EO crystal and electrode design were obtained. On this basis, the performance of the EO crystals for fast zooming was simulated and analyzed. The influence of the applied voltage and crystal thickness on the total additional optical path was discussed. Results show that the curvature radius of additional optical path decreases with the increasing of the control voltage, while increases with the increasing of the crystal thickness for a given applied voltage. In practical applications, the crystal thickness and applied voltage need to be considered comprehensively to achieve better zooming effect.

Key words: electro-optic crystal; fast zooming; crystal thickness; applied voltage

收稿日期: 2015-09-12; 修订日期: 2015-10-20

基金项目: 国家重大专项应用基础项目(JG2013102); 科技部创新人才推进计划重点领域创新团队资助(2014RA4051)

作者简介: 陈晨(1989-), 男, 硕士生, 主要从事电光晶体和太赫兹等方面的研究。Email: johnny6789@163.com

导师简介: 张彬(1969-), 女, 教授, 博士生导师, 主要从事高功率激光技术、光束传输变换和控制、非线性光学等方面的研究。

Email: zhangbinff@sohu.com

0 引言

惯性约束核聚变^[1-3](Initial Confinement Fusion, ICF)直接驱动方案是采用多束激光辐照氘氚制成的微型靶丸表面,在极短时间内产生极高的温度和极强的压力,从而使高度压缩的稠密等离子体向外喷射而产生向内聚心的反冲力,进而将靶丸物质压缩至高密度、高温状态,并维持一定的约束时间,以完成全部热核聚变反应,释放出大量的能量^[4-5]。

实现这一过程要求激光束始终均匀地作用在靶丸表面^[6],因而需要对激光束参数加以控制。针对直接驱动方式,S.Skupsky 等通过对初始辐照阶段焦斑与靶丸半径比加以控制,以提高初始辐照均匀性,在后续阶段辐照均匀性会持续变差,但等离子体的流动能减缓这一趋势^[7-8]。近年来,D.H.Froula 等提出通过减小焦斑与靶丸的半径比来改善交叉光束能量转移(CBET),以提高辐照均匀性,但并未实现对焦斑与靶丸半径比的实时控制^[9-10]。

电光效应自发现以来,已广泛用于调 Q^[11]、变焦^[12]等多种应用中。近年来,今井钦之等提出利用铌钽酸钾(KTa_{1-x}Nb_xO₃,KTN)晶体制作变焦透镜^[13],还对 KTN 晶体内部的折射率调制进行了仿真^[14];周晓东等则提出利用铌酸锂(LiNbO₃,LN)晶体制作变焦透镜和成像设备^[15]。由于电光效应的响应很快,因而利用电光效应的变焦透镜的响应时间要远远快于常规变焦透镜^[14,16]。为此,钟哲强等人针对 ICF 直接驱动方式,提出了基于电光效应的快速变焦方案,以实现对焦斑尺寸的实时控制^[17]。图 1 给出了基于电光效

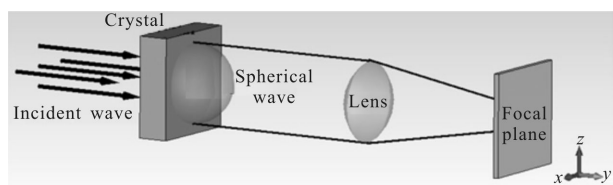


图 1 快速变焦方案示意图

Fig.1 Fast zooming program diagram

应的快速变焦方案示意图,该方案利用电光晶体的电光效应^[18-19],通过对经电光晶体透射的激光束透射波前附加近似理想球面的附加相位,达到利用电光效应实时、快速控制打靶激光束的聚焦位置与焦斑大

小的目的,从而使打靶激光束能持续、有效地作用于靶丸,提高束靶耦合效率。在快速变焦方案中,电光晶体及其电极结构的设计至关重要。然而,目前尚缺乏对电光晶体的设计及其变焦性能的详细讨论。

为使电光晶体对激光束的光程调制为近似理想球面,文中通过对铌酸锂晶体和钽铌酸钾晶体内部非均匀电场进行模拟和分析,开展了电光晶体及其电极结构的设计及优化。在此基础上,数值模拟和分析了晶体在外加电压作用下产生的光程调制,讨论了晶体厚度和加载电压等参数对附加光程调制的影响,并获得了效果较佳的电光晶体及电极结构设计。

1 理论模型

电光晶体的折射率因外加电场作用而产生变化的现象称为电光效应^[20],折射率与电场的关系为:

$$n=n_0+aE+bE^2+\dots \quad (1)$$

式中: n_0 为无外加电场时晶体的折射率; a 、 b 分别表示一次、二次电光系数。

一次电光晶体中以铌酸锂为典型代表,铌酸锂晶体为三方晶系 3m 点群,这类非中心对称晶体具有很强的线性电光效应, $n_x=n_y=n_{oLN}$, $n_z=n_{eLN}$ (n_{oLN} 和 n_{eLN} 分别为 LN 晶体的 o 光折射率和 e 光折射率),其电光系数 $\gamma_{13}=\gamma_{23}$, $\gamma_{22}=-\gamma_{12}=-\gamma_{61}$, $\gamma_{42}=\gamma_{51}$,而其余系数则为零。若外加电场方向沿晶体光轴方向,则主轴方向的折射率变化满足:

$$\left. \begin{aligned} n_{xLN} &= n_{oLN} + \frac{1}{2} n_{oLN}^3 \gamma_{22} E_y \\ n_{yLN} &= n_{oLN} - \frac{1}{2} n_{oLN}^3 \gamma_{22} E_y \\ n_{zLN} &= n_{eLN} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中: n_{xLN} , n_{yLN} , n_{zLN} 为外加电场后 LN 晶体主轴方向的折射率; γ_{22} 为电光系数; E_y 为 y 方向的电场强度。于是,LN 晶体的折射率调制 Δn_{LN} 为:

$$\Delta n_{LN} = n_{yLN} - n_{xLN} = -n_{oLN}^3 \gamma_{22} E_y \quad (3)$$

二次电光晶体中以钽铌酸钾为典型代表,KTN 晶体属于立方晶系,具有各向同性,其二次电光效应很强,即克尔(Kerr)效应。若外加电场方向沿晶体光轴方向,主轴方位不变,则其主折射率变为:

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= n_2 = n_{0KTN} - \frac{1}{2} n_{0KTN}^3 s_{12} E_3^2 \\ n_3 &= n_{0KTN} + \frac{1}{2} n_{0KTN}^3 s_{11} E_3^2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中： n_1, n_2, n_3 为外加电场后 KTN 晶体主轴方向的折射率； s_{11}, s_{12} 为电光系数； $n_{0\text{KTN}}$ 为 KTN 晶体的外加电场前的折射率； E_3 为光轴方向的电场强度。

特别地，KTN 晶体的折射率调制随外加电场方向与光场矢量振动方向之间的关系而发生变化，而入射光的偏振分为两种情况，即偏振方向分布沿 x 轴方向和 z 轴方向。在这两种情况下，入射光受到的折射率调制 Δn_x 和 Δn_z 不同，即：

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_x &= -\frac{1}{2} n_{0\text{KTN}}^3 (s_{11} E_x^2 + s_{11} E_y^2) \\ \Delta n_z &= -\frac{1}{2} n_{0\text{KTN}}^3 (s_{12} E_x^2 + s_{12} E_y^2) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

光程调制是通过入射光场经电光晶体的折射率调制在其整个传输路径上进行积分而得到。图 1 中入射光沿 y 方向传播，故 LN 晶体的光程调制 Δs_{LN} 为：

$$\Delta s_{\text{LN}} = \int_0^d \Delta n_{\text{LN}} dy = -n_{0\text{KTN}}^3 \gamma_{22} \int_0^d E_z dy \quad (6)$$

式中： d 为晶体的厚度。

假设入射光为偏振方向沿 z 轴方向的线偏光，于是，由 KTN 晶体产生的附加光程调制为：

$$\Delta s_{\text{KTN}} = \int_0^d \Delta n_z dy = -\frac{1}{2} n_{0\text{KTN}}^3 (s_{12} \int_0^d E_x^2 dy + s_{12} \int_0^d E_y^2 dy) \quad (7)$$

分析公式(6)可知，对于一次电光晶体(以 LN 为例)来说，为使电光晶体对激光束的附加光程调制为近似球面波，则要求电光晶体内部电场 E 分布为轴对称的二次曲线。同理由公式(7)可知，对于二次电光晶体(KTN 晶体)来说，则要求电光晶体内部电场 E 分布为中心对称或者轴对称曲线，以获得附加光程调制为球面波前分布。

2 数值模拟与理论分析

2.1 电光晶体及电极结构的选取

为实现电光晶体加载电压后对激光束附加理想球面位相，通过对不同的电光晶体和电极结构进行模拟设计，比较分析后提出设计晶体及其电极结构的基本原则：(1) 电极设计成环状或条型，以易于加工和加载电压；(2) 对于线性电光晶体，如果外加电场强度为左右对称的圆形二次曲线分布，则晶体附加的光程调制近似为球面；(3) 而对于二次电光晶体，由于折射率改变量与外加电场强度的平方成正

比，不依赖电场强度分量的符号，因而只要使电场呈现为轴对称的二次曲线即可。在对晶体参数及电极参数进行优化时，若两电极板之间的距离过大，则会导致电力线无法到达通光口径的中心部位，致使电光效应减弱，调制效果也会因此而降低；而沿光传输方向的晶体长度太长则会导致其中心区域电场变弱，甚至几乎难以附加光程调制，但晶体长度的适当增加能提高电极之间的击穿电压，因而应综合考虑。根据以上原则，设计了两种典型的电光晶体及电极结构，分别是圆柱形的 LN 晶体结合环形电极，方形的 KTN 晶体结合条形电极，如图 2 所示。LN 晶体和 KTN 晶体及其电极的结构参数如表 1 所示。

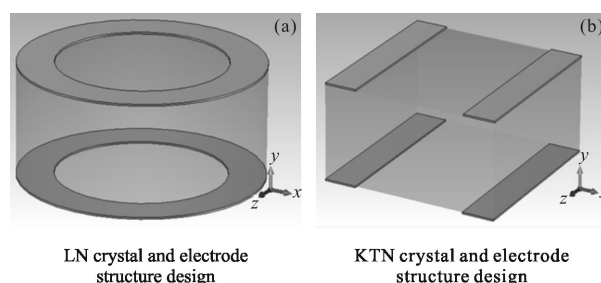


图 2 两种典型电光晶体及其电极结构设计

Fig.2 Two typical electro-optic crystals and their electrode structure designs

表 1 LN 和 KTN 晶体结构及其参数

Tab.1 LN and KTN crystal structure and their parameters

	LN crystal	KTN crystal
Crystal size/mm	$\Phi 6.6 \times 3$	$6.6 \times 6.6 \times 3$
Electrode size/mm	$\Phi_{\text{out}} 6.6, \Phi_{\text{in}} 4.6$	1.2×6.6
Refractive index	$n_{\text{LN}} = 2.28$	$n_{\text{KTN}} = 2.26$
Electro-optic coefficient	$\gamma_{22} = 3.4 \times 10^{-12} \text{ m/V}$	$s_{12} = -1.569 \times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{V}^2$

2.2 附加光程调制

针对图 2 中所给出的电光晶体及其电极结构设计，对晶体内部非均匀电场分布及其对光束的附加光程进行了数值模拟和分析。

图 3 为 $z=0$ 截面的电场强度分布，图中曲线为电场强度等高线，晶体内部的电场强度为绝对值大

小。LN 晶体上下电极之间的电压值为 5 000 V, KTN 晶体上下电极之间的电压值为 500 V。

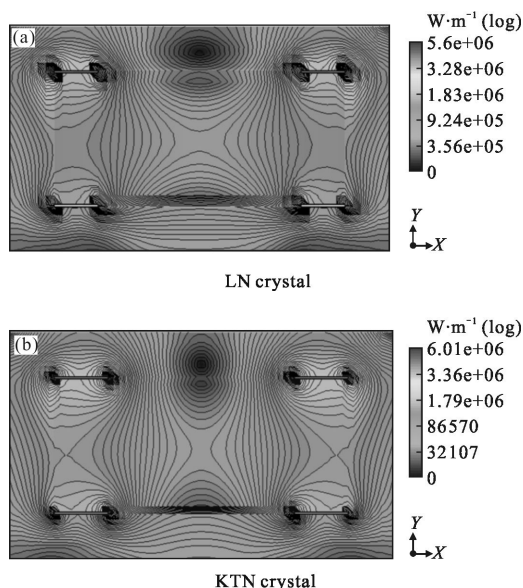


图 3 LN 晶体和 KTN 晶体在 $z=0$ 截面处的电场强度分布
Fig.3 Electric field intensity distribution of LN crystal and KTN crystal at $z=0$ section

从图 3(a)中可以看出:LN 晶体中间电场弱而两边电场强。图 4 进一步给出了 LN 晶体电场分量 E_x 、 E_y 在不同的 y 处沿 x 方向的变化。从图 4(a)可以看出: 电场分量 E_x 并不是关于 $x=0$ 对称的, 且随着 y 绝对值的增大, 电场强度逐渐减小; 而电场分量 E_y 是关于 $x=0$ 对称的, 且在 $x=0$ 附近中间部位的电场强度最小。随着 x 绝对值的增大, 相应的电场强度 E_y 逐渐增大, y 的绝对值越大, 电场分量 E_y 的曲率半径越大。此外, 电场分量 E_x 沿光传输方向进行积分后, 产生的附加光程调制相互抵消, 且远小于 E_y 的情况, 因而可以忽略不计。因此, 对于 LN 晶体, 能实现变焦效果的是电场分量为 E_y , 且其效果能够使附加光程调制近似为理想球面。

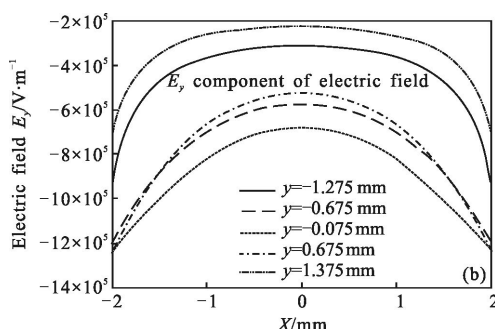
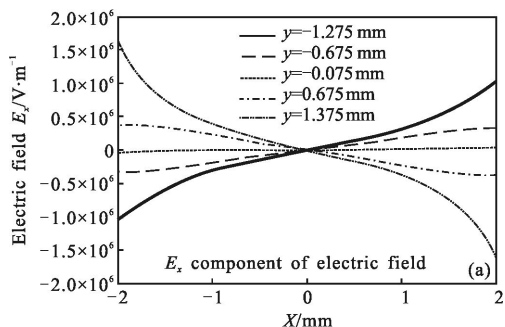


图 4 LN 晶体的电场分量 E_x 、 E_y 沿 x 方向的分布
Fig.4 Electric field component of LN crystal E_x 、 E_y distribution along the x direction

从图 3(b)中可以看出:KTN 晶体中间电场弱, 而两边电场强。由于 KTN 晶体为各向同性晶体, 为了进一步分析电场强度分布情况, 图 5 给出了 KTN 晶体内部的电场分量 E_x 和 E_y 分布。

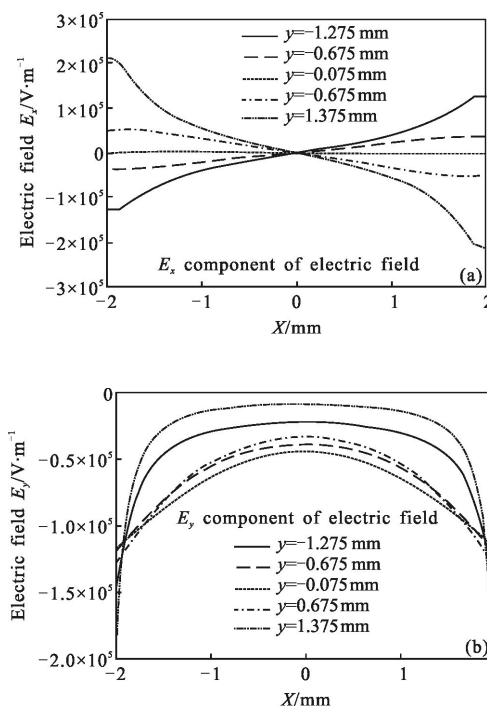


图 5 KTN 晶体的电场分量 E_x 、 E_y 分布
Fig.5 Electric field component of KTN crystal E_x 、 E_y distribution

从图 5 可以看出: 电场分量 E_x 是关于中心对称的, 对于二次电光效应为有效的电场, 因其折射率调制与电场的平方成正比, 与电场的方向无关; 电场分量 E_y 为向下凹的二次曲线分布, 且 $x=0$ 中间部位的电场强度最小, 随着 x 绝对值的增大, 相应的电场强

度值逐渐增大,且随着 y 绝对值的增大,电场分量 E_y 的曲率半径增大。由于 KTN 晶体的二次电光效应,晶体内部电场呈现中心对称和轴对称分布,电场分量 E_x 、 E_y 均能使附加光程调制为近似球面波前。

如果电光晶体的附加光程调制能够与球面透镜的光程调制完全吻合,则此电光晶体的变焦作用就能完全等效为球面透镜。根据公式(6)、(7),对两种不同晶体产生的附加光程调制进行数值模拟。在 LN 晶体两端电极加载 5 000 V 电压,其附加光程调制为向上凹的二次曲线,如图 6(a)所示,其最大光程调制量约为 $0.2 \mu\text{m}$,最小光程调制量约为 $0.06 \mu\text{m}$ 。虽然从附加光程调制的幅度来看, LN 晶体的附加光程调制效果不够理想,但 LN 晶体的附加光程调制趋近于理想球面波前。KTN 晶体两端电极加载 500 V 电压,其附加光程调制为向上凹的二次曲线,如图 6(b)所示,其最大光程调制量约为 $0.8 \mu\text{m}$,最小光程调制量约为 $0.01 \mu\text{m}$ 。从附加光程调制幅度来看, KTN 晶体的附加光程调制效果比较明显,这是因为 KTN 晶体的折射率变化量与电场的二次方成正比,但 KTN 晶体的附加光程调制分布却没有 LN 晶体理想。KTN 晶体的附加光程调制没有 LN 晶体理想主要归因于晶体自身电光特性和电极结构的差异性。从公式(6)中可以看出, LN 晶体的附加光程调制分布主要由晶体内部电场 E_y 分布决定,而从公式(7)中可以看出: KTN 晶体的附加光程调制分布则主要由晶体内部电场 E_x 、 E_y 分布决定。从图 4(b)和图 5(b)可以看出: LN 和 KTN 晶体内部电场 E_y 的分布规律类似,但 KTN 晶体还要附加 E_x 方向电场分布的贡献,即其附加光程调制受到晶体内部电场 E_x 、 E_y 的共同作用,而进一步的计算发现其 E_x 分布引起的附加光程调制与理想球面的拟合误差较大,从而导致 KTN 晶体的附加光程调制分布没有 LN 晶体的理想。

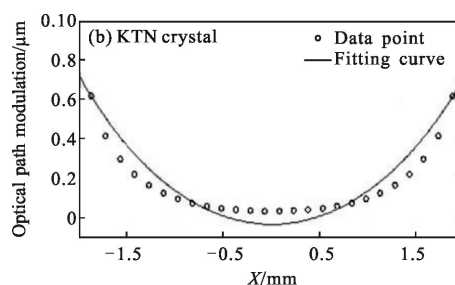
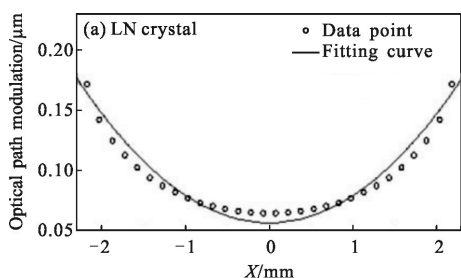


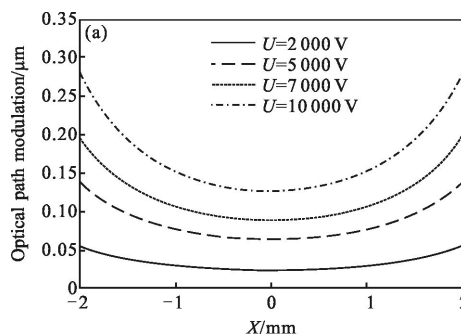
图 6 电光晶体的附加光程调制以及其与圆形二次曲线的拟合
Fig.6 Additional optical path modulation of electro-optic crystal and fitting with circular conic spline

从图 6 可以看出: LN 晶体和 KTN 晶体均可以获得近似球面波前分布的光程调制,与理想球面的拟合均方根误差分别为 0.010 3 和 0.102 9, LN 晶体的拟合误差更小。

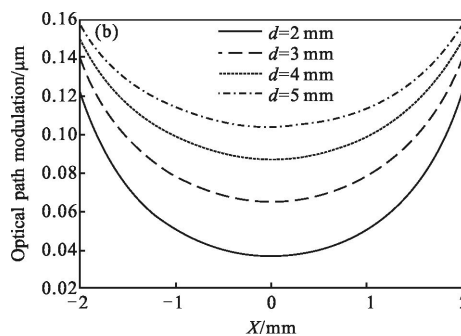
2.3 加载电压、晶体厚度对光程调制的影响

下面进一步分析了加载电压 U 和晶体厚度 d 分别对 LN、KTN 晶体附加光程调制的影响,如图 7 所示。

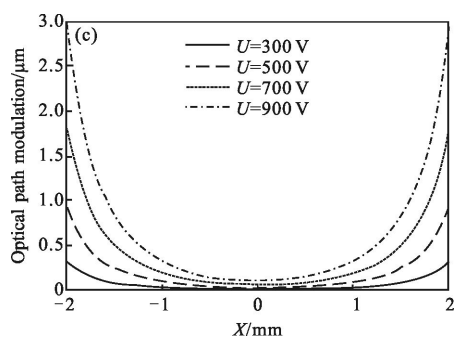
从图 7 可以看出,附加光程调制随控制电压 U 、晶体厚度 d 的增大而增大。这是因为电压增大将导致晶体内部的电场强度增强,而晶体厚度 d 则是附加光程调制的积分路径,因而随着电场和晶体厚度的增大,附加光程调制也就增大了。此外,附加光程



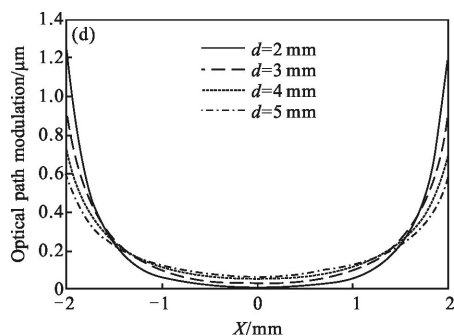
$d=3 \text{ mm}$, the optical path modulation of LN changing with voltage



$U=5 000 \text{ V}$, the optical path modulation of LN changing with the crystal thickness



$d=3$ mm, the optical path modulation of KTN changing with voltage



$U=500$ V, the optical path modulation of KTN changing with the crystal thickness

图 7 控制电压和晶体厚度对光程调制的影响

Fig.7 Effect of control voltage and crystal thickness on the optical path modulation

调制球面曲率半径 R_n 随控制电压的增大而减小, 随晶体厚度 d 的增大而增大。这是因为电极位于晶体的两侧, 致使晶体两侧的电场强度随电压增大的变化率大于其内部, 从而使晶体两侧的光程调制大于其内部的光程调制, 因而附加光程调制球面曲率半径 R_n 随控制电压的增大而减小。此外, 晶体厚度太薄易被加载的强电场击穿, 而晶体厚度太厚又会导致其内部电场特性不理想, 致使晶体中心部位的光程调制相对于其表面附近更小。由此可见, 为了获得近似理想球面波前的光程调制, 需要从控制电压和晶体厚度等方面综合考虑。

3 结论

针对基于电光效应的快速变焦方案, 开展了电光晶体及电极结构的设计与优化, 使加载电压的电光晶体对激光束的附加光程近似为理想球面, 以获得较好的变焦效果。对于线性电光晶体, 如果外加电场强度为左右对称的圆形二次曲线分布, 则晶体附

加光程调制近似为球面; 而对于二次电光晶体, 由于折射率改变量与外加电场强度的平方成正比, 而并不依赖电场强度分量的符号, 因而只要使电场分布呈现轴对称的二次曲线即可实现近似球面的附加光程调制。电光晶体总附加光程调制的曲率半径 R_n 随控制电压增大而减小, 在加载电压不变的情况下随晶体厚度增大而增大。因此, 在实际应用中, 需要对晶体厚度和加载电压综合进行考虑, 以获得最佳的变焦效果。

参考文献:

- [1] Wang Ganchang. A brief review of the progress of laser inertial confinement fusion in recent years [J]. *Nuclear Science and Engineering*, 1997, 17(3): 266-269. (in Chinese) 王淦昌. 激光惯性约束核聚变(ICF)最新进展简述[J]. 核科学与工程, 1997, 17(3): 266-269.
- [2] Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain [J]. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 1995, 2(11): 3933-4024.
- [3] Nuckolls J H. The feasibility of inertial-confinement fusion [J]. *Physics Today*, 2008, 35(9): 24-31.
- [4] Lieberman M A, Lichtenberg A J. Principles of plasma discharges and materials processing [J]. *MRS Bulletin*, 1994, 30: 899-901.
- [5] Brown S C. Basic Data of Plasma Physics: The Fundamental Data on Electrical Discharges in Gases [M]. US: American Institute of Physics, 1994.
- [6] Lehmborg R H, Obenschain S P. Use of induced spatial incoherence for uniform illumination of laser fusion targets [J]. *Optics Communications*, 1983, 46(1): 27-31.
- [7] Bodner S E, Colombant D G, Gardner J H, et al. Direct-drive laser fusion: status and prospects [J]. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 1998, 5(5): 1901-1918.
- [8] Skupsky S, Short R W, Kessler T, et al. Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light [J]. *Journal of Applied Physics*, 1989, 66(8): 3456-3462.
- [9] Igumenshchev I V, Seka W, Edgell D H, et al. Crossed-beam energy transfer in direct-drive implosions a) [J]. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 2012, 19(5): 056314.
- [10] Grun J, Decoste R, Ripin B H, et al. Characteristics of ablation plasma from planar, laser-driven targets [J]. *Applied*

- Physics Letters*, 1981, 39(7): 545–547.
- [11] Jin Guangyong, Fan Wei, Wang Chao, et al. Research on solid laser high-repetition-rate electrooptical Q-switch [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007, 36(Z1): 307–309. (in Chinese)
金光勇, 范薇, 王超, 等. 固体激光高重复率电光 Q 开关研究[J]. 红外与激光工程, 2007, 36(Z1): 307–309.
- [12] Ebstein S. Method and apparatus for adjusting the focal length of an optical system: US, 5,091,801 [P]. 1992–02–25.
- [13] Fujiura K, Imai T, Miyazu J, et al. Variable-focal length lens: US, 8,014,061[P]. 2011–09–06.
- [14] Imai T, Yagi S, Toyoda S, et al. Fast response varifocal lenses using $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ crystals and a simulation method with electrostrictive calculations[J]. *Applied Optics*, 2012, 51(10): 1532–1539.
- [15] Zhou Xiaodong, Liu Zaijian. The zoom lens and imaging device: China, 201220181573.5[P]. 2012–12–12. (in Chinese)
周晓东, 柳在健. 变焦透镜和成像设备: 中国, 201220181573.5[P]. 2012–12–12.
- [16] Imai T, Yagi S, Toyoda S, et al. Fast response variable focal-length lenses using $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ crystals [J]. *Applied Physics Express*, 2011, 4(2): 022501.
- [17] Zhong Zheqiang, Zhou Bingjie, Ye Rong, et al. A novel scheme of beam smoothing using multi-central frequency and multi-color smoothing by spectral dispersion [J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(3): 035201. (in Chinese)
钟哲强, 周冰洁, 叶荣, 等. 多频多色光谱角色散束匀滑新方案[J]. 物理学报, 2014, 63(3): 035201.
- [18] Li Bo. Theoretical research on transmission of Gauss beam in photorefractive crystals [D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2008. (in Chinese)
李博. 高斯光束在光折变晶体中传输的理论研究 [D]. 武汉: 华中科技大学, 2008.
- [19] Chen Shouman, Shi Shunxiang, Dong Hongzhou. Evolution of Gaussian beams in photorefractive crystal biased spatial modulation electric field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(1): 166–170. (in Chinese)
陈守满, 石顺祥, 董洪舟. 高斯光束在外加空间调制电场的光折变晶体中的演化[J]. 光学学报, 2007, 27(1): 166–170.
- [20] Shen Y R. The Principles of Nonlinear Optics [M]. New York: Wiley-Interscience, 1984: 575.