

基于晶体旋光效应的近场光学空间滤波^{*}

李 彪¹, 陈怀新¹, 隋 展², 丁 磊²

(1. 四川大学 电子信息学院, 成都 610064; 2. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 在激光传输与放大系统中, 激光束的空间滤波是光束质量控制的重要环节。利用各向同性晶体的旋光性, 采用偏振光检偏法选择不同空间频率光束的通过与阻挡, 实现激光束的近场空间滤波。用多个滤波器串接构成滤波器组, 可提高光束空间窄带滤波性能。该方法有利于克服激光工程中采用 $4f$ 滤波带来的空间滤波器体积庞大与抽空耗能的缺点。

关键词: 空间滤波; 近场; 偏振光; 晶体旋光效应

中图分类号: TL503; O534 **文献标识码:** A

在高功率激光系统中, 激光传输与放大通常采用传递-滤波系统^[1], 利用频谱滤波技术来改变激光束的频率成分, 减少光束的高频调制, 提高光束质量。传统的 $4f$ 滤波系统^[2] 是光束在焦面上的空间频率滤波, 在光学工程中会带来两方面严重的弱点: 一是高功率激光系统采用多级像传递-滤波系统以及共焦的长焦距透镜, 会使系统变得庞大, 滤波系统占用较大的空间; 二是为避免滤波聚焦光斑的功率密度大导致气体电离而要求系统抽空, 因而会带来很大的能量损耗。

基于各向异性的互补双电介质对电磁波方向选择特性, 文献[3-4]提出了一种电磁波空间近场滤波方法, 但目前利用互补双电介质能否适用于光波的近场滤波没有相关的研究报道。

偏振光通过某些晶体介质时, 将出现旋光效应, 不同频率光束将发生不同的偏振变化^[5-6]。因此, 利用晶体旋光效应与检偏方法, 实现偏振激光束的近场空间滤波。本文详细地分析了各向同性晶体对不同空间频率偏振光的旋光性影响, 提出了利用旋光效应与检偏方法实现偏振光束的近场空间滤波。这种滤波系统的最大优点是近场内实现光束空间离散化与光束偏振态的改变, 实现激光光束的近场空间滤波, 从而减少滤波系统的体积和保持滤波系统真空状态的能耗。

1 基于晶体旋光效应的空间近场滤波系统

基于晶体旋光效应的空间近场滤波系统如图 1 所示。一束光通过起偏器 P_1 变成平面偏振光, 经过各晶体后, 从晶体出射光束在不同方向上呈现不同偏振态, 出射光束经过检偏器 P_2 让特定方向的光通过而其它方向的光得以减弱, 从而滤掉不必要的光波, 使激光光束质量得到改善。

在晶体介质中, 线偏振光的偏振态可随它通过晶体的光程不同而变化。在介质中给定一个传播方向, 一般来说存在两个本征波, 它们具有确定的本征折射率和偏振方向, 这些本征偏振以及相应的本征折射率可用麦克斯韦方程组和电解质张量来确定。

由麦克斯韦方程组可得波动方程^[5]

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{E} = 0 \quad (1)$$

对于平面波在均匀介质中传播, 旋光材料的物质方程为

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + i\epsilon_0 \mathbf{G} \times \mathbf{E} = (\epsilon + i\epsilon_0 [\mathbf{G}]) \mathbf{E} \quad (2)$$

$$G = g_{11} k_x^2 + g_{22} k_y^2 + g_{33} k_z^2 + 2g_{12} k_x k_y + 2g_{23} k_y k_z + 2g_{31} k_x k_z \quad (3)$$

式中: k_x, k_y, k_z 是波矢 \mathbf{k} 沿介电主轴的分量, $[\mathbf{G}]$ 是 \mathbf{G} 的反对称张量。定义新介电张量为: $\epsilon' = \epsilon + i\epsilon_0 [\mathbf{G}]$, 由波动方程(1)可得到光波传播的本征模方程

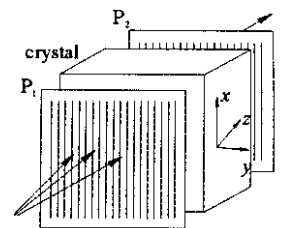


Fig. 1 Spatial filter system
图 1 晶体空间滤波系统光路图

* 收稿日期: 2005-04-25; 修订日期: 2005-10-30

基金项目: 国家自然科学基金资助课题(10475069)

作者简介: 李 彪(1979—), 男, 硕士研究生, 研究方向为激光束的空间滤波。

联系作者: 陈怀新(1963—), 男, 教授, 博士, 从事光信息探测与处理、激光整形与波前控制方面的研究; chenhuaxin@sina.com。

$$n^2 \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \frac{\epsilon_0}{\epsilon}) \mathbf{D} + \mathbf{D} = 0 \quad (4)$$

由方程(4)得本征模的折射率 n 满足久期方程

$$\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2}\right)\left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n^2}\right) = \left(\frac{G}{n_1^2 n_2^2}\right)^2 \quad (5)$$

式中: n_1 和 n_2 分别是晶体椭球长短轴的折射率。

解久期方程(5)得到两个 n 值,分别为两个本征模的折射率

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2}\right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)^2 + \left(\frac{G}{n_1^2 n_2^2}\right)^2} \quad (6)$$

相应的偏振态由琼斯矢量表示为

$$\mathbf{J}_{\pm} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)^2 + \left(\frac{G}{n_1^2 n_2^2}\right)^2} \\ -\frac{iG}{n_1^2 n_2^2} \end{bmatrix} \quad (7)$$

琼斯矢量代表相互正交偏振态的两个椭圆偏振波,椭圆偏振的偏振度分别为

$$e = \frac{-G}{\frac{1}{2}(n_2^2 - n_1^2) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(n_2^2 - n_1^2)^2 + G^2}} \quad (8)$$

根据 Szivessy 和 Munster^[7] 研究的结果:在各向异性晶体介质中,与 $n_2^2 - n_1^2$ 相比, G 很小,故偏振椭圆的椭圆度是极小的(10^{-3} 数量级),双折射效应将淹没旋光效应。故各向异性晶体不能利用旋光性进行偏振滤波。

在各向同性晶体介质中,在任何方向上都有 $n_1 = n_2 = \bar{n}$ (记 $n_r = n_1, n_l = n_2$),两个本征模的折射率为 $n = \bar{n} \pm G/2\bar{n}$ 即可得晶体旋光率为

$$\rho = \frac{\pi}{\lambda} (n_r - n_l) = \frac{\pi G}{\lambda \bar{n}} \quad (9)$$

针对各向同性晶体介质,以下讨论 G 对光束旋光率的影响,式(3)中 g_{ij} ($i=1,2,3; j=1,2,3$) 是晶体的回转张量矩阵元,其变化范围视晶体材料而定,对于各向同性晶体,则 $g_{ij} = g$ 为一常量。式(3)变换为

$$G = g + 2g(k_x k_y + k_y k_z + k_x k_z) \quad (10)$$

为讨论方便,考虑 x, z 平面内的纹波光束波前,则 $k_y = 0$,存在约束条件: $k_x^2 + k_z^2 = 1$;则光波通过厚度 L 的晶体后的偏振面旋转角度为

$$\theta = \rho L = \frac{\pi h g}{\lambda \bar{n}} (1/k_z + 2\sqrt{1 - k_z^2}) \quad (11)$$

通过各向同性旋光晶体后,出射光偏振面旋转角度 θ ,用检偏器检偏后的出射光强为

$$I_o = I_i \cos^2 \theta = I_i \cos^2 \left[\frac{\pi h g}{\lambda \bar{n}} (1/k_z + 2\sqrt{1 - k_z^2}) \right] \quad (12)$$

由式(12)知,出射光波光强 I_o 是入射光波波矢方向 \mathbf{k} 与光轴之间的夹角 γ 的函数,出射光强 I_o 随着 γ 变化而发生强弱变化:当 γ 取值使 $\pi G h / \lambda \bar{n} k_z = \pi$ 时,出射光强无损耗,出射光强为最强;当 γ 取值使 $\pi G h / \lambda \bar{n} k_z = \pi/2$ 时,出射光强 $I_o = 0$,出射光被完全截止;当 γ 取值满足 $0 < \cos^2(\pi G h / \lambda \bar{n} k_z) < 1$ 时,出射光的光强被削弱。

通过选择适当的晶体旋光率 ρ 及晶体厚度 h ,并设置起偏器和检偏器间的夹角,可调节消光的方向,实现不同频率光波的空间滤波。与传统的 $4f$ 空间滤波相比,本文提出的激光束空间滤波实际上是利用晶体旋光性与偏振光检偏结合的空间滤波方法。由于本滤波方法不需要光束的透镜变换与其焦平面的阻挡滤波,因此,可实现激光束的近场空间滤波。

2 仿真结果与讨论

根据晶体中的光波传输理论^[5,8],双折射现象只发生在各向异性介质中,而旋光现象在各向同性介质中也会发生,为了避免双折射现象对旋光性的影响,选择各向同性介质来作旋光介质讨论。为讨论方便,认为不存在晶体表面反射,即所有入射光波都进入晶体。初始入射光波长为 $\lambda = 6.328 \mu\text{m}$,经过起偏器后的线偏振光波矢 $k_z = \cos \gamma$,其光强为正态分布函数

$$I_1(k_z) = K \exp[-(1 - k_z)^2/2] \quad (13)$$

设起偏器 P_1 与检偏器 P_2 的偏振方向相同,并平行于 x 轴,如图 1 所示。取旋光晶体的旋光率 $\rho = 18.8$ ($^\circ$)/mm,晶体厚度 $h = 9.57$ mm。对入射光强进行归一化处理,可取归一化光强参数 $K = 1$;入射波矢的角度 γ 可取 $0^\circ \sim 84^\circ$ 。

线偏振光经过旋光晶体改变其偏振面,其旋转角 θ 由公式(11)计算,波矢方位角 γ 与旋光晶体的旋转角 θ 间的关系曲线如图 2 所示。由于起偏器与检偏器平行放置,则光波的偏振面旋转 180° 便回到了初始位置。从检偏器 P_2 出射的光强分布 I_o 。由公式(12)计算,光强 I_o 随入射波矢方位角 γ 的变化关系如图 3 所示。

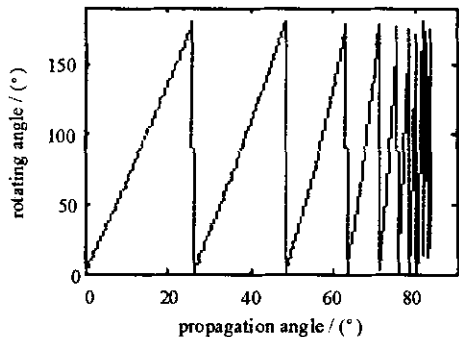


Fig. 2 Incident angle vs rotating angle

图 2 入射角与透射光的旋转角关系

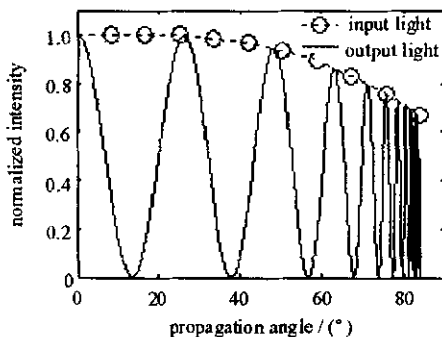


Fig. 3 Incident angle vs intensity

图 3 入射光强与出射光强随入射角的变化

由于不同方位角的激光束具有不同空间频率,由图 2 所示波矢方位角与旋光偏转角的关系曲线,可以得出不同空间频率的光波通过旋转晶体后将产生不同角度的偏振取向,因此可通过设置检偏片,让某些波矢方位角的光束通过,而使得其余波矢方位角的光束被阻止,即利用晶体的旋光性与偏振光检偏结合的方法实现激光束的方向滤波,从而实现激光束的近场空间滤波。

由图 3 可知,经过空间滤波系统以后,光强空间分布离散化,即出射光强随波矢方向出现分离的峰值结构,说明激光束通过偏振与旋转晶体组成的空间滤波系统,一些空间频率的光波被阻挡或被削弱,而一些频率的光波,其输出光强则无损失或损失很小(在峰值附近)。因此,这种光束的空间滤波系统具有低通和带通的近场空间滤波功能。

此外,图 3 也说明:光波经过晶体后,虽然在各空间信道的光强被不同程度地削弱了,但各信道还存在较宽的带宽(较大的入射方位角),而实际应用中往往要求有较窄的空间频率范围。为解决这一问题,可让光波连续通过如图 1 中所示的多个滤波器串联组成的滤波器组,则可大大缩小滤波的通带宽度,即实现较窄角度的光束方向滤波。图 4 所示为光束通过 5 级串联近场空间滤波器的出射光强分布。图 4 与图 3 的结果相比,其出射光强的峰值对应的波矢方位角宽度 $\Delta\gamma$ 更小,而各极大值强度并未改变。因此,激光光束通过多个级联的空间近场滤波系统,则可进一步提高出射光束的低通和窄带空间滤波效果。

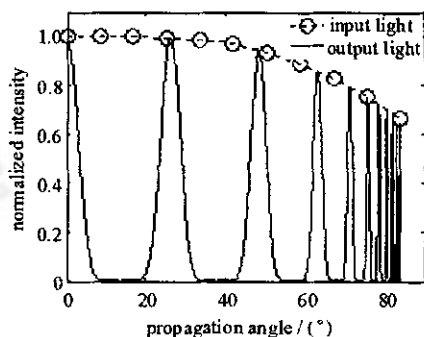


Fig. 4 Incident angle vs intensity with five filters in series

图 4 光束通过 5 级串联近场空间滤波器的出射光强分布

3 结 论

本文分析了利用各向同性晶体的旋光性与偏振性来实现激光光束的近场空间滤波原理与方法,即不同空间频率光束通过旋光晶体后将发生不同的偏振态改变,通过检偏方法来选择不同频率光束的通过与阻挡。这种近场空间滤波有利于克服传统 $4f$ 滤波系统需要大的空间尺度,以及对高能量激光束滤波时需要滤波系统抽真空的限制。

本文模拟计算结果表明:光束通过旋光晶体与检偏振片后,出射光强随入射光波波矢方向将出现分离的峰值结构。因此,本文提出的近场空间滤波系统可实现激光光束的近场低通或带通空间滤波功能。此外,本文提出了采用串联多个近场空间滤波器的方法进行激光束的窄带空间频率滤波。目前,激光束的近场空间滤波研

究很少,还有待进一步深入的理论探讨与实验研究,寻找与研制旋光率高的晶体也是光束近场空间滤波可行性技术的重要基础。

参考文献:

- [1] Goodman J W. Introduction to Fourier optics[M]. New York: GcGraw-Hill, 1988.
- [2] 苏显渝, 李季陶. 信息光学[M]. 北京: 科学出版社, 1999. (Su X Y, Li J T. Information optics. Beijing: Science Press, 1999)
- [3] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**(18): 4184-4187.
- [4] Schurig D, Smith D R. Spatial filtering using media with indefinite permittivity and permeability tensors[J]. *Appl Phys Lett*, 2003, **82**(14): 2215-2217.
- [5] Yariv A, Yeh P. Optical waves in crystals[M]. New York: John Wiley & Sons, Inc, 1984
- [6] 张光寅, 蓝国祥, 王玉芳, 等. 晶格振动光谱学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2001. (Zhang G Y, Lan G X, Wang Y F, et al. Lattice vibration spectroscopy. Beijing: Higher Education Press, 2001)
- [7] Szivessy G, Munster C. The examination of the grid optics by active crystals[J]. *Annalen der Physik*, 1934, **20**(7): 703-736.
- [8] Azzam R M A, Bashaara N M. Ellipsometry and polarized light[M]. Amsterdam: North-Holland, 1977.

Spatial filtering in near field based on rotating and polarizing property of crystal

LI Biao¹, CHEN Huai-xin¹, SUI Zhan², DING Lei²

(1. School of Electronics and Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China;

2. Research Center of Laser Fusion, CAEP, P. O. Box 919-988, Mianyang 621900, China)

Abstract: In transfer and amplification system of laser, spatial filtering is a key to improving the quality of output light. Based on rotation effects of polarized light in an isotropic crystal, the polarized light with spatial variation components might pass through or be cut off by polarization selectivity, spatial filtering of light in near-field is feasible. Furthermore, combined filters can improve narrow-band filtering. The proposed method is able to reduce the system space and energy consumption in the spatial filtering system.

Key words: Spatial filtering; Near-field; Polarized light; Rotating effect of crystal

