

LiNbO₃:Fe 晶体中光感应四波混频光散射*

张光寅 武原庆 刘思敏 王进雄

(南开大学物理系)

提要: 本文报道用一束异常氩激光倾斜照射 LiNbO₃:Fe 晶体薄片时出现的两种新的光感应光散射现象, 讨论了它们的产生机理。

Light-induced four-wave mixing and scattering rings in LiNbO₃:Fe crystals

Zhang Guangyin, Wu Yuanqing, Liu Siming, Wang Jinxiong

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

Abstract: This paper reports two new scattering rings that appear when an extraordinarily polarized laser beam is incident on a thin sheet of LiNbO₃:Fe crystal and discusses the mechanism leading to the phenomenon.

引言

近年来, 在光折变材料中曾观察到多种形式的环状光散射。R. Magnusson 等人及 V. V. Voronov 等人分别在激光预先曝过光的 LiNbO₃ 及 Ce:(Sr_zBa_{1-z})_{1-y}(Nb₂O₆)_y 晶体中观察到环状光散射^[1,2]。R. Grousson 等人用偏振方向与入射面成 45° 角的激光照射 x 切割的 LiNbO₃:Fe 上观察到另一种环状光散射^[3]。这些环状光散射被认为与晶体中光感应噪音位相栅直接相关。我们用一束异常氩激光倾斜照射 x 切割的 LiNbO₃:Fe 晶体薄片时, 观察到两种新的光感应环状光散射现象。经理论分析得出, 这些现象是由于在 LiNbO₃:Fe 晶体中发生了光感应简并四

波混频与二级四波混频过程。而在这些过程中与激光束照射到晶体中光感应噪音位相栅的形成及其在特定实验条件下向一定的规则位相栅的转变密切相关。

实验和结果

实验光路如图 1 所示。波长为 488.0 nm 的氩离子激光经透镜 M 聚焦后, 照射在置于透镜焦点前 1~2cm 处的 x 切割的 LiNbO₃:Fe 晶体薄片上(厚度为 0.2 mm)。当入射角 $\theta_i=0^\circ$ 时, 在样品前放置的观察屏 S 上可观察到如图 2 所示的基本上沿 $\pm z$ 方向弥散开的两束散斑状光散射。当 $\theta_i>0^\circ$ 时, 在光

收稿日期: 1987年2月2日。

* 国家自然科学基金资助项目。

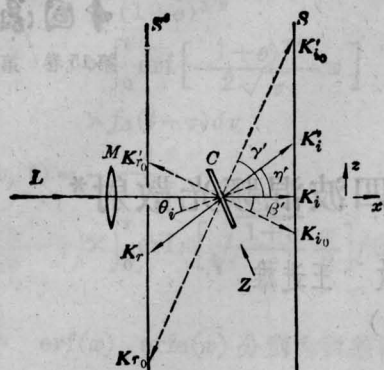


图1 实验光路简图

L—氩离子激光, $\lambda=488.0\text{ nm}$; M—透镜; C—LiNbO₃: Fe 晶体; S, S'—观察屏; z—晶轴; xz—入射面

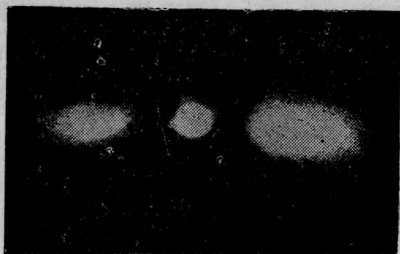


图2 入射角 $\theta_i=0^\circ$ 时 S 屏上的散射图像
从左到右为 +z 方向



图3 入射角 $\theta_i=14^\circ$ 时 S 屏上的散射图像。从左到右为 +z 方向

照射的初始时刻, 在屏上可最先观察到与上面相似的两束弥散散斑状光散射; 然后, 很快出现逐渐增强至饱和的异常光环散射; 与此同时, 最初出现的散斑光散射逐渐地变得很弱。散射光能主要集中在 +z 方向附近的光环上, 因而散射光环实为新月形, 如图3所示。散射光环的半径随入射角 θ_i 的增大而增大, 并保持与透射光束和反射光束的延长线相切。当 $\theta_i \approx 14^\circ$ 时, 继新月形光散射增强至相

当程度后, 逐渐出现更大散射角的两个较弱的、但清楚可见的寻常光环状散射; 散射光能主要集中在 $\pm z$ 方向附近, 但在严格的 $\pm z$ 方向上却为零。这两个环状光散射有很强的角度选择性, 它们仅在 $\theta_i = 14^\circ \pm 2^\circ$ 的范围内出现, 而散射角保持不变。环状散射与入射光强有关, 入射光强大于 60 mW/mm^2 时, 出现异常光散射环; 入射光强大于 200 mW/mm^2 时, 出现寻常光散射环。入射光强愈大, 散射光愈强。在样品后放置的屏 S' 上同样可观察到光散射环, 它与前屏 S 上观察到的呈中心(以样品的光照点为中心)对称的关系, 只是散射光能主要集中在与入射光束相切的切线附近的光环上(参看图1)。

理论分析

环状光散射主要来源于入射光束照明下晶体中光感应噪音位相栅的形成^[1~3]。在入射角 $\theta_i=0^\circ$ 时, 这种噪音栅的形成导致如图2所示的散斑光散射。这在文献中已得到圆满的解释^[4]。在入射角 $\theta_i \neq 0$ 时, 晶体中便存在两种光束, 一束为入射光, 另一束为样品前表面的反射光, 两者相交成钝角, 形成一个相互作用区域。它们分别与晶体照明区中缺陷引起的散射光相干, 在晶体中形成噪音干涉光场; 进而通过光生载流子按干涉光场重新分布, 形成各自空间电荷场, 再由晶体的电光效应而形成的各自的噪音位相光栅。入射光束感应的噪音位相栅的矢量为

$$\mathbf{K}_{g_i} = \mathbf{K}_i - \mathbf{K}_i' \quad (1)$$

其中 \mathbf{K}_i 和 \mathbf{K}_i' 分别为入射光束和它的散射光的波矢。由于散射光指向各个方向, 因而噪音栅是由一系列不同矢量 \mathbf{K}_{g_i} 的位相栅叠加组成。而这些不同位相栅矢量 \mathbf{K}_{g_i} 的端点均位于 Ewald 球面^[5] E_i 上(在本实验中, 由于入射光为异常光, Ewald 球面实为旋转椭球面, 它的长、短轴分别为 $2\pi n_o/\lambda$, $2\pi n_e/\lambda$, 此处 n_o 、 n_e 分别为晶体的寻常光、异常光的主折

射率)。因而,入射光束在晶体中感应的噪音位相栅可用 E_r 球面来描写,如图 4(a)所示。

类似地,反射光束在晶体中感应的噪音位相栅的矢量为

$$\mathbf{K}_{gr} = \mathbf{K}_r - \mathbf{K}'_r \quad (2)$$

其中 \mathbf{K}_r 和 \mathbf{K}'_r 分别为反射光束和它的散射光的波矢。反射光束感应的噪音位相栅可用 E_r 球面来描写。图 4(a)为本实验条件下 E_r 与 E_i 球面在入射面上的投影图。这两个球面的相交处是一椭圆环。端点落在该椭圆环上相同处的两种噪音位相栅的矢量应是相等的。在这种情况下,

$$\mathbf{K}_{gr} = \mathbf{K}_{gi} = \mathbf{K}_g \quad (3)$$

这意味着两种噪音位相栅中存在有重合加强的位相栅 \mathbf{K}_g , 由于它的存在,使得波矢为 \mathbf{K}_i 、 \mathbf{K}_r 、 \mathbf{K}'_i 和 \mathbf{K}'_r 的四波有效混频:

$$\mathbf{K}'_i - \mathbf{K}_i = \mathbf{K}'_r - \mathbf{K}_r = \mathbf{K}_g \quad (4)$$

并使波矢为 \mathbf{K}'_i 和 \mathbf{K}'_r 的散射波被耦合增强。这种四波混频过程反过来又使位相栅 \mathbf{K}_g 进一步被加强。

原则上端点落在两球相交椭圆环同一点上的各成对散射波 \mathbf{K}'_i 和 \mathbf{K}'_r 均满足(4)式的关系,因而无论是前向或后向散射光均为环状,其环心在晶体的同一法线上。但在该晶体中由于有效电光效应的角依赖关系以平行 z 轴方向为最强*,因而平行 z 方向的位相栅矢量 \mathbf{K}_g 应得到最大的增强,致使散射光能主要集中在 $+z$ 方向附近的光环上。

在入射面上参与四波混频过程的上述的波矢值是等同的,均为 $2\pi n'/\lambda$, 其中 n' 为波矢方向上的异常光折射率:

$$n' = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \alpha + n_e^2 \sin^2 \alpha}} \quad (5)$$

此处 α 为晶体内入射光束与晶体法线的夹角。这四个波矢组成等边菱形的关系, \mathbf{K}'_r 与 \mathbf{K}_i 反平行; \mathbf{K}'_i 与 \mathbf{K}_r 反平行。这就决定了异常光散射环与波矢 \mathbf{K}_i (或它的延长线)和波矢 \mathbf{K}_r 的延长线(或波矢 \mathbf{K}_r)的相切关系,而且环半径随 α 角的增大而增大。这样,我们

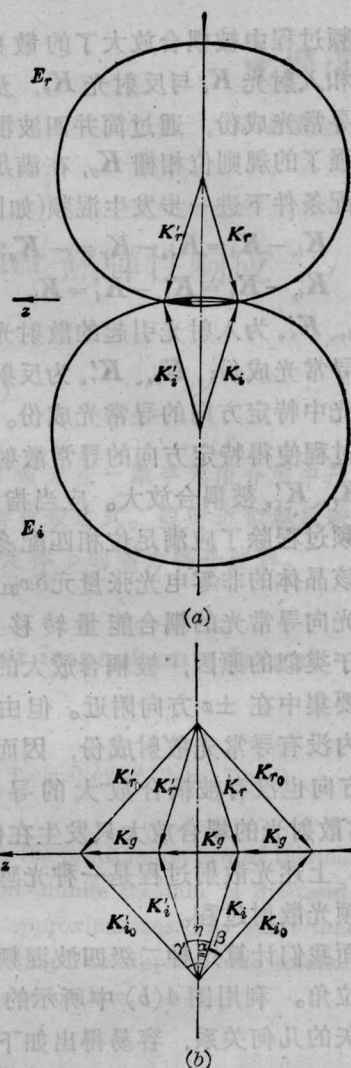


图4 晶体中入射光、反射光及其共轭光束的 Ewald 球。图中晶轴沿水平方向,纸平面为入射面

就很好地解释了环半径随 α 角而变的偏振保持不变的环状光散射。这是一种光感应简并四波混频光散射过程。

现在我们进一步解释只在 $\theta_i = 14^\circ$ 附近出现的寻常光环状光散射。应当指出,入射光束与反射光束均为异常光,它们在入射面内只引起异常光的散射光,只有偏离入射面的散射光中才有异常光与寻常光两种成份,偏离愈大,寻常光的成份愈大。在前一简并

* 用文献[8]中的关系式可算出,沿 z 轴方向的有效电光系数最大,垂直 z 轴方向的有效电光系数为零。

四波混频过程中被耦合放大的散射光 K'_i 与 K'_r , 和入射光 K_i 与反射光 K_r , 及散射光中弱的寻常光成份, 通过简并四波混频过程中被加强了规则位相栅 K_g , 在满足如下的位相匹配条件下进一步发生混频(如图4(b)):

$$K_{i_0} - K_i = K_{r_0} - K_r = -K_g \quad (6a)$$

$$K'_{i_0} - K'_i = K'_{r_0} - K'_r = K_g \quad (6b)$$

此处 K_{i_0} 、 K'_{i_0} 为入射光引起的散射光中特定方向的寻常光成份; K_{r_0} 、 K'_{r_0} 为反射光引起的散射光中特定方向的寻常光成份。上述四波混频过程使得特定方向的寻常散射光 K_{i_0} 、 K'_{i_0} 与 K_{r_0} 、 K'_{r_0} 被耦合放大。应当指出, 上述四波混频过程除了应满足位相匹配条件外, 还由于该晶体的非零电光张量元 δx_{31} 、 δx_{32} ^[9], 使异常光向寻常光的耦合能量转移成为可能。由于类似的原因, 被耦合放大的寻常散射光主要集中在 $\pm z$ 方向附近。但由于在入射平面内没有寻常光散射成份, 因而在严格的 $\pm z$ 方向也没有被耦合放大的寻常散射光。寻常散射光的耦合放大只发生在偏离 $\pm z$ 的方向。上述光散射过程是一种光感应二级四波混频光散射过程。

下面我们计算这种二级四波混频出现的最佳方位角。利用图4(b)中所示的入射面上诸波矢的几何关系, 容易得出如下关系:

$$n_0 \sin(\alpha + \beta) = 3n' \sin \alpha, \quad (7)$$

$$n_0 \cos(\alpha + \beta) = n' \cos \alpha, \quad (8)$$

此处 β 角见图4中所示。由(5)、(7)和(8)式可得如下的角度关系:

$$\alpha = \sin^{-1} \sqrt{\frac{n_0^2 - n_e^2}{n_0^2 + 7n_e^2}}, \quad (9)$$

$$\beta = \sin^{-1} \left(\frac{n'}{n_0} \sin 2\alpha \right), \quad (10)$$

$$\theta_i = \sin^{-1}(n' \sin \alpha), \quad (11)$$

此处

$$n' = n_0 \sqrt{\frac{n_0^2 + 7n_e^2}{9n_0^2 - n_e^2}} \quad (12)$$

$$\beta' = \sin^{-1}[n_0 \sin(\alpha + \beta)] - \theta_i, \quad (13)$$

$$\gamma' = \sin^{-1}[n_0 \sin(\alpha + \beta)] + \theta_i, \quad (14)$$

$$\eta' = 2\theta_i, \quad (15)$$

此处 β' 、 γ' 和 η' 分别为波矢 K_{i_0} 、 K_{r_0} 和 K'_g 相对于入射波矢 K_i 在晶体外的夹角。我们将纯 LiNbO₃ 晶体的折射率 $n_o = 2.35$ 、 $n_e = 2.25$ ^[5] 代入上面公式, 得出各散射角的理论值与实验值比较, 列于表1中。由表可以看出, 理论计算值与实验值符合得很好。这表明, 上述关于寻常环形光散射模型是正确的。

表1 散射角的理论值与实验值的比较

	β'	γ'	η'
理论值	31.9°	59.5°	27.6°
实验值	31.0°	60.0°	28.0°

结 论

上述实验结果与理论分析表明, LiNbO₃:Fe 晶体在单一氩激光束照射下不仅可以形成光感应噪音位相栅与散斑光散射; 而且在一定实验条件下可以实现从噪音位相栅向规则位相栅自动转变, 从而引发简并四波混频和二级四波混频, 产生两类新的稳定的环形光散射。这一实验清楚地表明光感应规则位相栅在光感应四波混频过程中的有效作用。环形光散射原则上与 BaTiO₃ 晶体中发现的扇形光感应散射效应可有相似的应用^[6~8]。

对哈尔滨工业大学提供的样品和吴仲康老师在工作中的支持表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Magnusson R, Gaylord T K. *Appl. Opt.*, 1974; **13**: 1545
- 2 Voronov V V et al. *Sov. J. Quant. Electr.*, 1980; **10**: 1346
- 3 Grousson R et al. *Opt. Commun.*, 1984; **51**: 342
- 4 Kanaev L F et al. *Opt. Commun.*, 1980; **34**: 95
- 5 Boyd G D et al. *J. Appl. Phys.*, 1967; **38**: 1941
- 6 Feinberg J. *Opt. Lett.*, 1982; **7**: 486
- 7 Cronin M et al. *IEEE J. Quant. Elec.*, 1984; **QE-20**: 12
- 8 Feinberg J et al. *J. Appl. Phys.*, 1980; **51**: 1297
- 9 Temple D A, Warde C. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986; **3**: 337