

# $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中光感应自衍射观察\*

刘思敏 张光寅 武原庆

(南开大学物理系)

1987年3月30日收到

## 提 要

用 He-Ne 激光束沿  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体的  $x$  轴或  $y$  轴方向聚焦照射较薄样品时,在晶体后面的屏上观察到十分规则的衍射图样。这与前人在该晶体中观察到的由晶体中光折变形成的位相噪音栅引起的光感应光散射现象迥然不同。我们观察到的这种自衍射图样,可用聚焦激光束入射时在晶体中形成的复杂类透镜效应和自衍射理论来解释。它可以清楚地表明聚焦激光束入射时晶体中光折变过程的特点、还可由衍射条纹的数目直接推算晶体中光折变  $\Delta n$  的最大值。文中还实验研究与讨论了光感应自衍射的形成条件及其与光感应光散射的竞争关系。

## 一、引 言

近年来,在  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体中曾观察到多种光感应光散射现象<sup>[1-9]</sup>。这些光感应光散射的图样都是由许多无规的弥散斑集合而成的“花瓣”所组成。它们是与晶体在光折变过程中形成的位相噪音栅的光散射直接相关<sup>[3-5,9]</sup>。本文报道用 He-Ne 激光束沿  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体的  $x$  轴或  $y$  轴方向聚焦入射到较薄样品时,观察到的光感应自衍射现象。这种自衍射图样是由十分规则的一些衍射条纹的扩展光斑所组成,它随着光折变过程的发展而变化。对于这种光感应自衍射图样,我们可用聚焦激光束入射时晶体中的光折变形成的复杂类透镜效应和自衍射理论<sup>[4,10-13]</sup>来解释。由观察到的自衍射图样可以清楚地表明聚焦激光束入射时该晶体中光折变过程的特点;还可由衍射条纹的数目直接推算晶体中光折变  $\Delta n$  和  $\Delta n$  的最大值。本文还实验研究与讨论了光感应自衍射的形成条件及其与光感应光散射的竞争关系。

## 二、实验和结果

### 1. 衍射图样的形成过程

用功率约 3mW 的 He-Ne 激光器输出的 6328 Å 非偏振的激光束,经透镜聚焦 ( $f \approx 5\text{cm}$ ) 后沿  $x$  轴(或  $y$  轴方向)入射到位于焦点处的  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体 ( $d = 2.6\text{mm}$ ) 上,在晶体后面的屏上观察衍射图样形成的全过程。在激光束刚射到晶体的一瞬间,观察

\* 国家自然科学基金资助的课题。

屏上便可看到光斑沿  $c$  轴方向上下伸长,又很快分成两个圆斑(图 1(a))(图 1(a)–(f)见图版 I);然后中心部分出现一个亮叉(图 1(b));接着,两端圆斑与中心部分分离,中心部分继续伸长并扩大(图 1(c)). 约 1s 后中心部分与  $c$  轴方向两端的圆斑共同形成橄榄形的衍射图样(图 1(d)),此衍射图样逐渐增大,且衍射条纹越来越多(图 1(e), (f)). 约 2s 后趋于相对稳定. 用  $e$  光检偏,可得到条纹清晰的橄榄形衍射图样(图 2(a)). (图 2(a), (b) 见图版 II). 其中包含四组衍射条纹,两组衍射条纹的中心在垂直于  $c$  轴方向上;另两组衍射条纹分别以橄榄形长轴方向( $c$  轴方向)顶端为曲率中心. 后两组的条纹数目约为前两组条纹数目的一倍半. 继续照射,除了中心部分逐渐变亮,周围的衍射条纹逐渐变弱,特别是在垂直于  $c$  轴方向的首先变弱外,条纹的数目和形状均基本不再变化. 经长时间照射后,在屏上只留下稍稍扩展的透射光斑. 当用  $o$  光检偏,也可观察到衍射图样的类似发展过程,但相对稳定的衍射图样是一个较小的橄榄形光斑,内含较少数目的衍射条纹(图 2(b)).

## 2. 入射光的偏振方向对衍射图样的影响

当入射光为  $o$  光时,得到和图 2(b) (入射光为非偏振光,待衍射图样相对稳定后再用  $o$  光检偏)一样形状和大小的较小的橄榄形衍射图样. 这时如将入射光变为  $e$  光,不需要形成时间,立即会出现和图 2(a) (入射光为非偏振光,而用  $e$  光检偏)一样形状和大小的较大的橄榄形衍射图样. 这说明无论入射光是  $o$  光还是非偏振光,都可以在晶体中写入光折变,但要读出某种偏振光的衍射图样,则必须用相应偏振方向的读出光束.

当入射光为  $e$  光时,橄榄形衍射图样同样形成. 但很快,沿  $c$  轴方向两端逐渐出现对称的弥散斑(光感应光散射). 随着辐照时间的延长,弥散斑越来越强,橄榄形衍射图样逐渐发生畸变、强度变弱最后消失[图 3(a)–(e) (见图版 II)]. 此外,我们用扩束的探测光辐照晶体中已发生过光折变的区域,可以清楚看到,对于同一个光折变区,  $o$  光读出时的光斑面积约比  $e$  光读出时小三分之一.

## 3. 样品厚度对衍射图样形成的影响

以上介绍的是样品厚度  $d = 2.6\text{mm}$  的情况. 当样品较薄时,如  $d = 1\text{mm}$  时,橄榄形的衍射图样同样很快形成,但面积较小,衍射条纹的数目很少. 当样品极薄时,如  $d = 0.2\text{mm}$  时,相对稳定的衍射图样近似于  $d = 2.6\text{mm}$  时的前期图样(图 1(b)). 当样品较厚时,如  $d = 5\text{mm}$  时,一经光照,衍射图样还未完全展开,在光斑  $c$  轴方向两端的弥散斑就开始出现,并且后者更快地增强,最终使规则的衍射条纹消失. 这与前述  $e$  光入射时的现象十分相似. 这表明厚样品和用  $e$  光入射都有利于光感应光散射掩盖光感应自衍射. 这也说明,选择适当厚度的样品和适当偏振方向的入射光对观察规则、漂亮的衍射图样是必要的.

## 4. 入射光的强度对衍射图样形成的影响

入射光的强度只影响衍射图样形成的快慢,并不影响衍射条纹的数目. 较强的人射光可使相对稳定的衍射图样形成得较快.

### 三、讨 论

众所周知,光强按高斯分布的激光束通过非线性介质传播时,若引起介质中的折射率按光强改变,那么这种光感应光折变会引起类透镜效应.类透镜效应反过来又影响激光束在介质中的传播方向,导致激光束的聚焦或发散,这种现象叫做自聚焦或自散焦.本文报道的这种新现象便是由于聚焦激光束入射时,在晶体中光折变形成的复杂类透镜效应和自衍射引起的.

按照 Chen 的光折变机制模型<sup>[10]</sup>,光折变是由于光生自由载流子在极化电场的作用下,沿  $c$  轴方向迁移而形成的空间电荷场通过电光效应而引起的.空间电荷场的存在已被实验所证实<sup>[14,15]</sup>.静电显示的结果表明,电荷主要集中在光照区的边缘,正电荷分布在负  $c$  方向,负电荷分布在正  $c$  方向.<sup>[15]</sup>根据这一结果,显而易见,在光照区的正  $c$  和负  $c$  方向的边缘(即空间电荷分布区),必定会出现空间电荷场的场强  $E$  的反符号区(见图 4),则由电光效应<sup>[16]</sup>

$$\Delta n_i = -\frac{1}{2} n_i^3 r_{is} E \quad (i = 1, 2, 3)$$

其中,  $r_{is}$  为  $\text{LiNbO}_3$  晶体的电光系数,  $E$  为光折变引起的空间电荷场的场强,  $n_i$  为  $\text{LiNbO}_3$  晶体的折射率,  $n_1 = n_2 = n_o$ ,  $n_3 = n_c$ .光致折射率改变(光折变)  $\Delta n_i$  也必定会出现反符号区.而在垂直于  $c$  轴方向,由于空间电荷场电场强度的方向都是一致的,所以光折变  $\Delta n_i$  不会出现反符号区.对光折变区内光折变的一些直接测量结果<sup>[18-12]</sup>也都证实了上述分析.由此,并根据这些直接测量结果便可定性地得到光折变  $\Delta n$  沿光照区中线平行于  $c$  轴方向和垂直于  $c$  轴方向随坐标  $l$  的分布曲线,如图 5 所示.

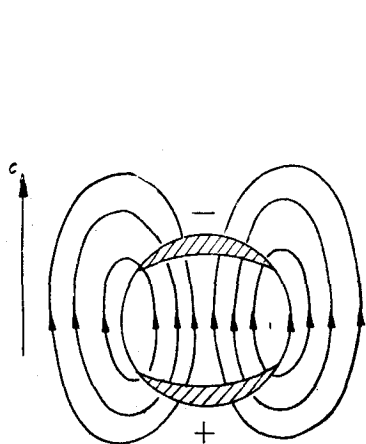


图 4 在光照区空间电荷场场强  $E$  的示意图

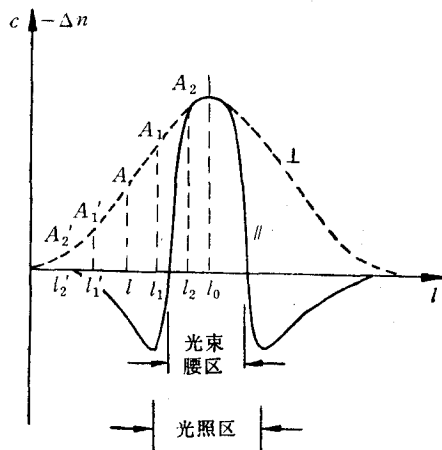


图 5 在光照区附近光折变  $\Delta n$  随坐标  $l$  的变化示意图.

由此可以看出,当聚焦激光束入射到  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体中时,光折变在光照区的平行于  $c$  轴方向形成了由正、负、正三个透镜组合而成的类透镜组;而在光照区的垂直于  $c$  轴

方向形成了一个负类透镜。由于这种类透镜效应,激光束在通过晶体时,光束不同部分的传播方向会发生不同的改变,而波矢方向相同的光线彼此相干<sup>[3]</sup>,这样就出现了自衍射,形成了我们所观察到的规则的衍射图样。

因为在  $\Delta n \sim l$  曲线中,对应曲线斜率  $d(\Delta n)/dl$  相同的点(也就是类透镜的曲率变化相同的点)具有相同的波矢方向,由  $\Delta n-l$  曲线可以看出,每一曲线均由成对的、曲线斜率相同的一系列点所组成,如  $\Delta n^+-l$  曲线上所示的  $A_1, A'_1$  对,  $A_2, A'_2$  对等。曲线上的  $A$  点具有最大的斜率。因此,从  $A$  点对应处通过的光线具有最大的向左偏折,它应落在橄榄形衍射图(图 2(a), (b))短轴方向最左边亮条纹的中点。从  $A_1, A'_1$  对应处通过的光线,和从  $A_2, A'_2$  对应处通过的光线,各具有相同的波矢方向,它们两两各自相干。当它们满足如下关系时:

$$d \cdot [\Delta n^+(l_i) - \Delta n^+(l'_i)] = m\lambda, \quad (m \text{ 为整数}),$$

则发生相干加强,形成左半衍射图中自左向右按级数增加的其它亮条纹,此处  $d$  为样品厚度。从光斑区中心通过的光线不发生偏折,这里  $\Delta n^+(l_0)$  为最大光折变值  $\Delta n_{\max}^+$ , 相应的条纹级数最大:  $N^+ = d \cdot [\Delta n_{\max}^+ - 0]/\lambda$ , 由于  $\Delta n^+-l$  曲线的左右对称性,衍射图样也应是左右对称的。因此,由衍射图短半轴一边的衍射条纹数目  $N^+$ , 便可求得垂直于  $c$  轴方向上  $\Delta n$  的最大值  $\Delta n_{\max}^+$ 。显然,当  $e$  光读出和  $o$  光读出时,由于衍射图样中条纹数目不同,所以,  $\Delta n$  的最大值也是不同的。

$e$  光读出时,

$$(\Delta n_e^+)_{\max} = \frac{N_e^+ \lambda}{d} = \frac{6 \times 6328 \times 10^{-7}}{2.6} = 1.46 \times 10^{-3};$$

$o$  光读出时,

$$(\Delta n_o^+)_{\max} = \frac{N_o^+ \lambda}{d} = \frac{1 \times 6328 \times 10^{-7}}{2.6} = 2.43 \times 10^{-4}.$$

同样地,利用  $\Delta n''-l$  曲线,可以说明衍射图在长轴方向的干涉条纹的特点。因为由此曲线可以得出,在  $B$  点处曲线有最大的斜率,因此由  $B$  点对应处通过的光线具有最大的向下偏折,这决定了衍射图下端的端点。由于  $\Delta n''-l$  曲线上  $B$  点处的斜率远大于  $\Delta n^+-l$  曲线上  $A$  点处的斜率,所以通过  $B$  点相应处的光线向下偏折远较通过  $A$  点相应处的光线向左偏折为大,从而使衍射图具有橄榄形的特点。在  $\Delta n''-l$  曲线上离开  $B$  点向上向下均可找到相同波矢方向的两两对应点,从这些对应点相应处通过的光线将发生相干,形成一系列衍射亮条纹。衍射图同样具有上下对称性。由衍射图长半轴上的衍射条纹数可求得

$$(\Delta n_e'')_{\max} - \Delta n_e^* = \frac{N_e'' \lambda}{d} = \frac{12 \times 6328 \times 10^{-7}}{2.6} = 2.92 \times 10^{-3},$$

$$(\Delta n_o'')_{\max} - \Delta n_o^* = \frac{N_o'' \lambda}{d} = \frac{3 \times 6328 \times 10^{-7}}{2.6} = 7.30 \times 10^{-4}.$$

此处  $\Delta n_e^*$  与  $\Delta n_o^*$  分别为  $e$  光读出和  $o$  光读出时,在平行于  $c$  轴方向上正透镜区的最大光折变值。因为  $\Delta n^+(l_0)$  与  $\Delta n''(l_0)$  是对应光折变区中心同一点的  $\Delta n$  值,二者当然相等,即  $\Delta n''(l_0) = \Delta n^+(l_0) = (\Delta n^+)_{\max}$ , 由此可直接得到

$$\Delta n_c^* = \frac{N_c'' \lambda}{d} - (\Delta n_c^+)_\text{max} = 1.46 \times 10^{-3},$$

$$\Delta n_o^* = \frac{N_o'' \lambda}{d} - (\Delta n_o^+)_\text{max} = 4.87 \times 10^{-4}.$$

由  $N_c''$  和  $N_o''$  的计算结果可以看到,  $e$  光的光折变的最大值约为  $o$  光的光折变最大值的 4 倍. 所以,  $e$  光的自衍射也比  $o$  光要明显得多. 这个结果与 Chen 的结果<sup>[16]</sup>是一致的.

通过自衍射图样的形成过程, 我们可以清楚地观察到聚焦激光束入射到晶体中时, 晶体中光折变过程的特点. 实际上, 晶体中光折变的过程, 便是沿  $c$  轴方向的空间电荷场形成的过程, 也就是光生自由载流子(光电子)的迁移过程. 我们通过对自衍射图样的形成过程的观察, 直观地看到了这个光折变过程. 从激光入射到晶体上的一瞬间, 光斑被拉长, 表明了晶体中光照区内  $Fe^{2+}$  被电离, 生成的光电子在极化电场的作用下开始向  $c$  轴方向迁移; 橄榄形衍射图样长轴两端的圆亮斑一出现, 便说明了在光斑区边缘  $c$  轴方向的正、负电荷区开始出现; 衍射图样逐渐增大的过程便是空间电荷场逐渐增强的过程; 衍射图样达到相对稳定时, 空间电荷场也达到稳定, 光折变则达到饱和.

由入射光偏振方向和样品厚度对衍射图样形成的影响, 说明了光感应自衍射的形成条件及其与光感应光散射的竞争关系. 由实验结果 2, 3 部可以看到,  $o$  光比  $e$  光, 薄样品比厚样品更有利于形成光感应自衍射图样. 根据  $LiNbO_3:Fe$  晶体中的光感应光散射的尺寸效应<sup>[17]</sup>, 可以圆满解释这一实验结果. 我们知道, 虽然在  $LiNbO_3$  中  $o$  光与  $e$  光的折射率相差很小 ( $n_o/n_e = 2.286/2.200 = 1.04$ ,  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  处), 但由实验结果知道,  $e$  光的光折变约为  $o$  光的 4 倍, 因此,  $e$  光的类透镜效应也比  $o$  光明显得多, 所以  $e$  光的光斑尺寸在晶体中的发散量也比  $o$  光大得多. 如前所述, 我们已在实验中观察到,  $o$  光在晶体中的光斑尺寸比  $e$  光约小三分之一. 根据光感应光散射的尺寸效应<sup>[17]</sup>, 在小光斑尺寸(约  $< 24 \mu\text{m}$ )的人射光束辐照薄样品时, 位相噪音栅不出现, 入射光也不会感应光散射; 入射光光斑尺寸大于该值时, 才会出现光感应光散射. 光斑尺寸越大, 越有利于噪音栅的形成. 采用厚样品时对聚焦光束来说, 只在样品部分区域中有小的光斑尺寸, 在样品的大部分区域中具有较大的光斑尺寸. 当入射光辐照晶体的一瞬间, 一般地, 光感应自衍射和光感应光散射两个过程同时开始并互相竞争. 显然, 对于  $o$  光入射和薄样品, 在聚焦光束辐照下, 由于晶体中光斑尺寸较小, 不利于光感应光散射的形成, 因而光感应自衍射在竞争中便容易占优势, 这时入射光的能量便全部转移给自衍射. 但是, 对于  $e$  光入射和厚样品, 由于晶体中光斑尺寸较大, 有利于光感应光散射的形成, 因而在两个过程的竞争中, 光感应光散射便容易占优势. 对于中间厚度  $d = 2.6 \text{ mm}$  的样品, 用  $o$  光照射时, 光感应自衍射一直占压倒优势; 用  $e$  光照射时, 可以清楚地观察到光感应光散射与光感应自衍射的竞争过程. 由于位相噪音栅的形成需要一定时间(约等于光折变达到饱和的时间), 尽管开始时光感应自衍射图样已从入射光中得到较多的能量并已初具规模, 但由于光感应光散射在两个过程的竞争中逐渐占优势, 所以入射光的能量最终转移给光感应光散射. 因此, 随着时间的推移, 光感应光散射逐渐增强, 而光感应自衍射图样却逐渐被破坏, 最后消失.

实验样品是中国科学院上海硅酸盐研究所和哈尔滨工业大学化学系提供的,温金珂、唐燕生在实验中给予了支持,作者一并表示谢意。

### 参 考 文 献

- [1] R. Magnusson and T. K. Gaylord, *Appl. Opt.*, **13** (1974), 1545.
- [2] L. F. Kanaev *et al.*, *Opt. Comm.*, **34** (1980), 95.
- [3] P. A. Augustov, *et al.*, *Appl. Phys.*, **A29** (1982), 169.
- [4] F. el Guibaly and L. Young, *Ferroelectrics*, **46** (1983), 201.
- [5] E. M. Avakyan *et al.*, *Sov. Phys. Solid state*, **25** (1983), 1887.
- [6] 刘思敏、张光寅等, *物理学报*, **33**(1984), 105.
- [7] R. Grousson, *et al.*, *Opt. Comm.*, **51** (1984), 342.
- [8] D. A. Temple and C. Warde, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3** (1986), 337.
- [9] M. P. Petrov *et al.*, *J. Optics*, **12** (1981), 287.
- [10] F. S. Chen, *J. Appl. Phys.*, **40**(1969), 3389.
- [11] Y. V. Vladimirtsev, *et al.*, *Ferroelectrics*, **22** (1978), 653.
- [12] P. A. Augustov and K. K. Shvarts, *Appl. Phys.*, **18** (1979), 399.
- [13] S. D. Durbin *et al.*, *Opt. Lett.*, **6** (1981), 411.
- [14] L. B. Schein and P. J. Cressman, *Appl. Phys. Lett.*, **48** (1977), 4844.
- [15] 温金珂等, *南开大学学报(自然科学版)*, (1-2)(1980), 46.
- [16] J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals*, Oxford Press, (1969) P282;  
蒋民华编, *晶体物理*, 山东科学技术出版社, (1980).
- [17] Guangyin Zhang, *et al.*, *Appl. Opt.*, **25** (1986), 2955.

## OBSERVATION OF LASER-INDUCED SELF-DIFFRACTION FROM $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ CRYSTAL

LIU SI-MIN    ZHANG GUANG-YIN    WU YUAN-QING

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

### ABSTRACT

We have observed very regular diffraction patterns on the screen behind the crystal when focusing He-Ne laser beam illuminates the thin sample along X or Y axis of the  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  crystal. This is utterly different from photoinduced light scattering phenomenon which arises from phase-noise-gratings produced by optical-induced refractive index change in the crystal, it had been observed long ago. This self-diffraction pattern can be explained by selfdiffraction theory and complicated lens-like effect formed in the crystal when focusing laser beam illuminates it. These diffraction patterns can show the feature of optical-induced refractive index change in the crystal clearly, and the maximum of optical-induced refractive index change  $\Delta n$  can be calculated directly from the number of diffraction ring. Furthermore, we have also studied and discussed the conditions of formation of laser-induced self-diffraction and its competition behavior with photo-induced light scattering.