

# LiNbO<sub>3</sub>:Fe 晶体薄片中的光爬行效应

**Abstract:** This paper reports a new light climbing effect in a thin sheet of LiNbO<sub>3</sub>:Fe crystal. The relevant optical properties have also been investigated.

## 一、引言

P. A. Augustov 等人用激光束照射 LiNbO<sub>3</sub>:Fe 晶体薄片时曾观察到了一种近 90° 的光散射。他们还发现,在这种情况下将所有散射光、透射光、反射光及吸收光的全部能量从入射光能量中减去后,结果仍有相当一部分剩余能量(占入射光能量的 27%)不知耗散去向<sup>[1]</sup>。他们定性地把上述现象归为与晶体缺陷引起的噪音位相栅的记录有关,但没有给出确切的解释。我们用氦-氖激光束照射 LiNbO<sub>3</sub>:Fe 晶体薄片时,除了观察到上述近 90° 的光散射外,还观察到在晶体薄片内沿晶体光轴方向爬行的光散射。本文分析了这种光散射形成的原因与条件,并证明了这种爬行光散射正是上述剩余能量的耗散去向;散射光在爬行过程中从晶体薄片不断泄漏出去乃是近 90° 光散射的来源。

## 二、实验与结果

图 1 为实验装置简图,入射光为 *e* 光。实验样品 *S* 为 X 切割的厚度为 0.2~0.5 mm 的 LiNbO<sub>3</sub>:Fe (0.08 Wt%) 晶体薄片。透镜 *M* 在样品上形成不同光斑尺寸的 He-Ne 激光束( $\lambda=632.8$  nm)。当用光斑尺寸适当大的入射光与适当强的激光束垂直照射样品时,经数秒钟后,在样品的侧向即可看见在晶体薄片内沿光轴方向逐渐向上与向下爬行的光散射,爬行距离可达 1 cm (见图 2(a))。随着光爬行的出现,同时在晶体外出现逐渐增强的近 90° 光散射(见图 2(b)),而透射光的能量则逐渐减小。

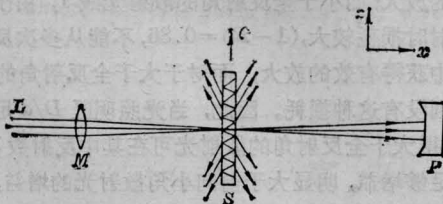
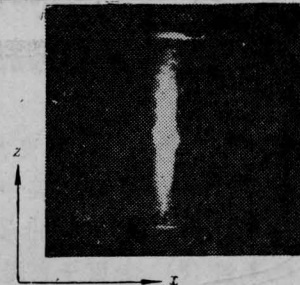


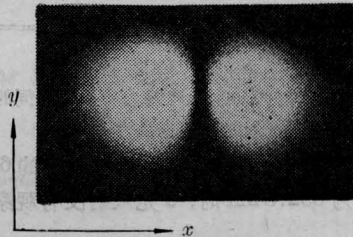
图 1 实验装置简图

L—He-Ne 激光束; M—透镜; S—样品;  
P—功率计; C—光轴方向

光爬行效应与入射光斑尺寸有密切关系。实验上确定,入射光斑尺寸 *D* 与样品厚度 *d* 的比值必须约大于 4 才能出现上述爬行效应。具体来说,对于



(a)



(b)

图 2

(a) LiNbO<sub>3</sub>:Fe 晶体的爬行效应; (b) LiNbO<sub>3</sub>:F<sub>3</sub> 晶体的近 90° 光散射(在晶体上方的 *xy* 平面内拍摄的)

厚度为 0.2 mm 的薄样品,入射光斑尺寸必须大于 0.8 mm 才出现光爬行效应。在薄样品中容易满足上述条件。光斑愈大,光爬行效应愈显著。在满足上述阈值条件下,光爬行效应对入射光功率也有很强的依赖关系。在厚样品(数 mm)中,由于照射激光束功率的限制,难以达到上述阈值条件。故厚样品用通常的照射方式( $D < d$ )照射时,只能观察到小角度的光散射。图 3 示出入射功率为 32 mW 时,不同入射光斑尺寸下的透射光功率随时间的变化曲线。图 4 示出光斑直径为 3 mm 时,不同入射功率下的透射光功率随时间的变化曲线。入射光功率小于 11 mW 时,透射光功率随时间变化很慢。入射光功率增大时,透射光功率也基本上成比例增加。当入射光功率大于 22 mW 时,透射光功率随时间衰减很快,约 30 分钟后,接近最低值。尽管入射光功率差别很大,但最低值差别很小。在入射功率为 32

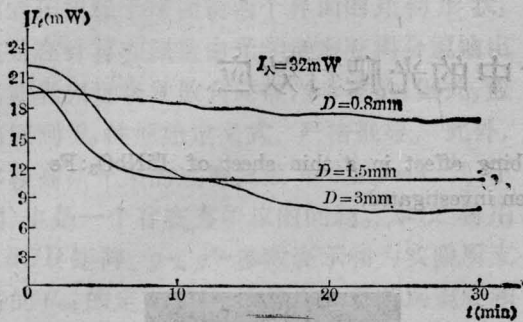


图3 不同光斑尺寸下透射光功率随时间的变化关系 (入射功率为 32 mW)

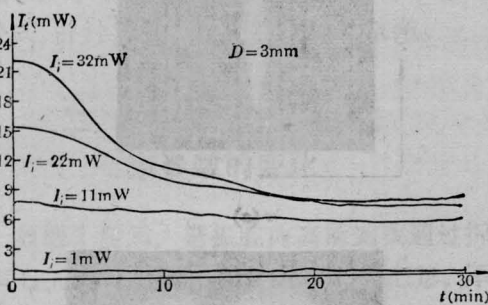


图4 不同入射光功率下透射光功率随时间的变化关系 (入射光斑直径为 3 mm)

mW 时, 透射光的最大衰减可达其初值的 62%。入射光波长为 632.8 nm 时, o 光入射没有观察到光爬行效应。

### 三、讨论

激光入射到晶体中后, 入射光与晶体中的缺陷引起的散射光形成相干场。光激发的  $Fe^{2+}$  离子在相干场亮区产生较多的光生载流子。这些载流子被相干场暗区中的  $Fe^{3+}$  离子陷阱所俘获, 于是形成空间电荷与相关电场按相干场的分布, 进而由于晶体的光电效应在晶体中形成噪音位相栅<sup>[2, 3]</sup>, 在噪音位相栅与相干场的位相存在差异的情况下, 使散射光耦合放大(这种耦合放大以位相差  $90^\circ$  为最大)<sup>[3, 4]</sup>。当用 e 光( $\lambda=632.8\text{nm}$ )激光垂直入射到 X 或 Y 切割的  $LiNbO_3:Fe$  晶体中时, 产生沿 C 方向弥散的光散射<sup>[2]</sup>。在通常的实验中, 照明光束的光斑尺寸  $D$  小于样品厚度  $d$ , 在样品中的光耦合放大区(即照明区)是一个如图 5(a) 所示的窄长区。在这种情形下, 只有较小散射角的散射光线 1、1', 在光耦合放大区中穿行最长的距离, 因而获得最大的光耦合放大; 而较大散射角的散射光线 2、2', 在光耦合放大区中穿行甚短的距离, 不易获得耦合放大。由于放大过程的竞争作用, 只有小角散射的光线压倒优势地获得放大, 从而产生前向出射的小角散射。

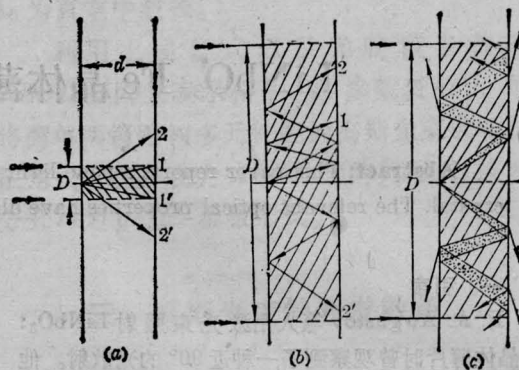


图 5

(a) 入射光斑直径  $D$  小于晶体厚度  $d$  时的情况(斜线区为光照区); (b) 入射光斑直径远大于晶体厚度  $d$  时的情况(斜线区为光照区); (c) 被全反射的散射光在晶体中偏离原光线方向散射的情况(黑点区为这类散射光区)

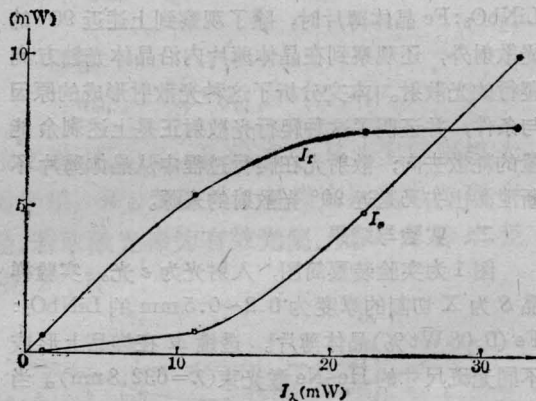


图6  $LiNbO_3:Fe$  晶体薄片被照射 30 分钟后透射光与散射光稳定值对于入射功率的依赖关系 ( $D=3\text{mm}$ )

当照明光束的光斑直径  $D$  较样品的厚度  $d$  大得多时, 如图 5(b) 所示, 大于全反射角的散射光线 2、2' 有可能在光耦合放大区内多次反射穿行, 获得有效的放大; 而小于全反射角的散射光线 1, 由于每次反射时损耗较大,  $(1-R)=0.86$ , 不能从多次反射穿行中获得有效的放大, 而对于大于全反射角的散射光则没有这种损耗。因此, 当照明明区  $D/d$  足够大, 使得大于全反射角的散射光可在其中反射数次, 获得足够增益, 明显大于前向小角散射光的增益, 则爬行光散射形成的噪音栅将通过竞争作用压倒前向小角光散射形成的光栅, 这样前向小角散射光得不到放大, 从而主光束的能量集中转移给大于全反射角的光散射, 形成晶体内的爬行光散射。当  $D/d$  大于某阈值(上述实验确定约为 4)时, 满足全反射条 (下转第 494 页)

体的晕照片,它的轮廓是个五孔。

第二步用上述散射体摄制激光散斑图。取孔径  $A$  为一足够大的圆孔,把图 5(a) 的五孔全包含在内,这样得到的散斑图的晕如图 5(b) 所示。因为  $A$  足够大,故(14)式变为

$$G\left(\frac{x_f}{\lambda f}, \frac{y_f}{\lambda f}\right) = \iint a(x_2, y_2) a\left(x_2 + \frac{qx_f}{f}, y_2 + \frac{qy_f}{f}\right) dx_2 dy_2, \quad (19)$$

而  $a$  只在五孔内不为零。所以由(16), (17) 给出的晕轮廓应和用天然散射体通过图 5(a) 形式的五孔所拍得散斑图的晕轮廓一样。图 5(c) 即为五孔散斑图的晕。比较图 5(b) 和 5(c), 可知此结论正确,从而验证了(14)式和(16)式。和图 5(c) 相比图 5(b) 晕

中外部晕点略小,此差异是由于两者在同一晕区内总能量不同引起的。

上述实验主要验证了(12)式中的因子  $G$ 。这里的讨论也适用于散焦散斑。这时(1)式表示象面  $x_3y_3$  共轭面上的光场<sup>[7]</sup>。

### 参 考 文 献

- [1] 顾德门;《傅里叶光学导论》,科学出版社,1979。
- [2] R. P. Khetan, F. P. Chiang; *Appl. Opt.*, 1976, **15**, No. 9, 2205.
- [3] F. P. Chiang, R. P. Khetan; *Appl. Opt.*, 1979, **18**, No. 13, 2175.
- [4] Roland Meynart; *Appl. Opt.*, 1984, **23**, No. 14, 2235.
- [5] 顾杰;《实验力学》,1981, **1**, No. 4, 371
- [6] 顾杰等,《苏州大学学报》,1986, **2**, No. 2, 161.
- [7] 伍小平,《物理学报》,1983, **32**, No. 8, 973.

(上接第 512 页)

件的那部分散射光在耦合放大区放大后,将沿着晶体的光轴方向通过全反射的方式离开照明区向上、向下爬行,直至被晶体吸收为止。晶体在波长 632.8 nm 处的吸收系数较小( $\alpha \approx 2.5 \text{ cm}^{-1}$ ),故可以爬至 1 cm 高度才被全部吸收。我们也曾用氩激光束( $\lambda = 488.0 \text{ nm}$ )照明,由于晶体对该波长的吸收系数较大( $\alpha \approx 12 \text{ cm}^{-1}$ ),只能爬行约 1 mm 多一些的距离。

在爬行中的散射光线也会产生晶体的光致折射率变化,它反过来又使散射光线产生偏离原散射方向的散射光。这些散射光中不满足全反射条件的将射出晶体,形成实验中所观察到的近  $90^\circ$  的光散射(见图 5(c)所示)。

当  $D/d$  大于阈值时,入射光功率低于功率阈值也不会产生明显的爬行效应。这是由于散射光线在照明区被放大的过程中有一定的损耗。当入射光功率增大时,爬行效应愈加显著,损耗掉的能量愈多,这就使得透射功率几乎不随入射功率而改变(见图 6),由图中可以清楚地看出,只要入射功率大于 150 mW,继续增加入射功率,30 分钟后透射光功率的稳

定值  $I$ , 趋于某个最低值。这一特性表明,  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体薄片中所观察到的这一光爬行效应有可能用于光学限制器。

本实验用的样品是哈尔滨工业大学提供的,在此表示谢意。对温金珂、吴仲康老师在工作中给予的协助表示感谢。

本课题为国家自然科学基金资助项目。

### 参 考 文 献

- [1] P. A. Augustov *et al.*; *Appl. Phys.*, 1982, **A29**, 169.
- [2] E. M. Avakyan *et al.*; *Sov. Phys. Solid State*, 1983, **25**, 1887.
- [3] D. L. Staebler, J. J. Amodel; *J. Appl. Phys.*, 1972, **43**, 1042.
- [4] Jack Feinberg *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**, 1297.

(南开大学物理系)

张光寅 武原庆 刘思敏 王进雄

1986 年 5 月 23 日收稿