

c 向切割 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中光折变光散射^{*}

李飞飞 许京军[†] 刘思敏 乔海军 张光寅

(南开大学物理学院, 天津 300071)

(南开大学泰达学院, 天津 300457)

(2001 年 5 月 20 日收到, 2001 年 6 月 29 日收到修改稿)

提出了一个新的理论机理: c 向切割 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中光折变背向光散射是由光生伏特电流的不均匀性引起的, 并经过理论计算, 比较成功的解释了实验观察到的各种现象.

关键词: 光折变, 散射, 光生伏特

PACC: 4225F, 4265, 6110D

1 引 言

光折变光散射是指光折变材料被激光辐照时, 由光折变效应引起的散射光放大, 它是一种非线性光散射过程, 本质上不同于通常由大量散射中心或材料的不均匀性引起的光散射. 它的起因是入射光与光折变材料中的缺陷引起的散射光相干涉, 写入了噪声相位栅, 通过光折变双光束耦合放大过程, 使入射光向散射光转移了能量, 从而放大了散射光^[1].

当一束聚焦激光束沿 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体 c 轴入射时, 会产生很强的背向散射光^[2-4]. 而且入射光从正 c 轴方向与从负 c 轴方向入射时具有完全不同的光散射行为. 在文献 [3, 4] 中, 作者详细报道了他们的实验过程以及所观察到的现象: 将一束 He-Ne 激光聚焦光束沿 $-c$ 方向照射到尺寸大小为 $4\text{mm} \times 4\text{mm} \times 8\text{mm}$ ($a \times b \times c$) 的 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (Fe 为 0.1wt%) 晶体上时, 在入射光背向方向可观察到能长期维持的, 横向光强准周期振荡的光锥. 而沿 $+c$ 轴入射时不会出现准周期振荡背向光散射光锥, 出现强的脉动背向散射散光斑. 这种光散射自从发现以来, 不断有人利用运动光栅和陷阱重复荷电波等理论来解释^[5, 6]. 但都有很大的缺陷, 不能解释为什么沿 $+c$ 轴方向入射与沿 $-c$ 轴不同的现象. 也没有解释为什么只有聚焦光束才能产生背向光散射.

我们提出了一个理论机理, 有效地解释了这种背向光散射光锥及其他现象. 我们认为: 光生伏特电流的不均匀性引起的散射中心是背向散射源, 由散射中心引发的散射光在晶体中通过光折变效应与入射光耦合而放大, 导致强的背向散射光.

2 理论基础

我们从文献 [7] 可知, 由于光生伏特电流的不均匀性 $\Delta\beta$ 引起的散射光强

$$I_{s0} \propto V_0 I_0^2 \Delta\beta, \quad (1)$$

其中 V_0 为光散射区的体积, I_0 为入射光强, $V_0 = a_{//} a_{\perp}^2$, $a_{//}$ 表示光生伏特不均匀性沿光生伏特场 E_{ph} 方向的不均匀纵向幅度, a_{\perp} 为垂直于 E_{ph} 方向上的横向幅度. $\Delta\beta$ 是光生伏特电流的不均匀性引起的光生伏特系数的改变, 是由晶体本身性质及外部条件决定的. 对于我们实验情况, $\Delta\beta$ 是由聚焦光束在晶体中造成的不均匀光生伏特电流引起的.

由以上所述可知, 只有产生强的纵向和横向光生伏特不均匀性, 才有可能提供很强的散射中心, 由以上公式可以解释, 为什么只有聚焦光束, 并且只沿 c 方向入射时, 才产生强的背向光散射. 因为若用聚焦光束入射到 X 向切割的晶体中, 由于不会产生横向的不均匀性, 也就是 $a_{\perp} = 0$, 故此时光散射主要是

^{*} 国家自然科学基金(批准号 69678018 和 19734040)、国家杰出青年科学基金(批准号 69825108)和国家重点基础研究发展规划项目(批准号 G199033004)资助的课题.

[†] 通讯联系人: E-mail: jixu@nankai.edu.cn

其他散射中心起作用,而光生伏特的不均匀性在这种情况下不产生影响.若用平行的均匀光束入射到 c 向晶体中,也不会产生光生伏特电流的不均匀性,只有聚焦的高斯光束沿 c 轴方向入射时,才能产生强的光生伏特电流不均匀性散射中心,从而形成强的背向散射光散射放大.另外, $I_{s0} \propto I_0^2$ 即非均匀性散射中心引起的散射光强正比于入射光强的平方,这也解释了为什么背向光散射放大在弱光照射下观察不到.

由非均匀性产生背向散射光 I_{s0} 以后,它将被入射光通过双光束耦合方程描述的过程放大,出现背向光折变放大的光散射图样.这组方程如下^[8]:

$$A = \frac{e\mu\tau\phi\alpha I_0}{h\nu\epsilon\epsilon_0} \left[\frac{(1 + E_T/E_a)(1 + E_T/E_M) + E_0^2(E_q/E_M) + iE_0/E_q(1 + E_q/E_M)}{(1 + E_T/E_M)^2 + (E_0/E_M)^2} \right], \quad (5)$$

$$B = \frac{e\mu\tau\phi\alpha I_0}{h\nu\epsilon\epsilon_0} \left[\frac{-E_0 + [E_T(1 + E_T/E_M) + E_0^2/E_M]}{(1 + E_T/E_M)^2 + (E_0/E_M)^2} \right], \quad (6)$$

式中

$$E_T = k_B T k_g / e, \quad E_q = \frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_0 k_g}, \quad E_M = \frac{1}{\mu\tau k_g},$$

μ 为迁移率; τ 为自由电子寿命; ϕ 为空间电荷场相对于干涉条纹的空间相移; α 为吸收系数; ϵ 为介电常量; E_0 为外电场,包括光生伏特场 E_{ph} ; k_B 为波耳兹曼常量; k_g 为光栅波矢.

3 计算结果

我们利用上式,采用关于 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 样品的有关系数,计算了入射光沿 c 轴入射产生的光折变背向散射过程.

首先得到的,背向光散射在不同方向上的时间行为,见图 1.从结果中可知,不同的角度上的散射光,开始是具有相同的时间响应常量,但随着时间的延长,各个方向上都能产生稳定的振荡,但各个方向上的振荡存在相位差,背向散射光与光轴夹角较大的相位要落后,因此,背向散射光横向形成向外扩张的变化条纹.由图 1 我们可以看出:在散射光栅的形成阶段,它的振荡周期与稳定阶段不同.我们认为,这正是相位栅形成和相干条纹达到与运动光栅共振的启动阶段,这一计算结果也与实验中观察到的现象相一致.

以上结果不仅解释了背向散射光横向的振荡,

$$\frac{\partial A_p}{\partial X_p} = i \left(\frac{1}{2} \right) \gamma_{\text{eff}} \left(\frac{k}{n_p} \right) E_{\text{sc}} A_s, \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial X_s} = -i \left(\frac{1}{2} \right) \gamma_{\text{eff}} \left(\frac{k}{n_s} \right) E_{\text{sc}} A_p, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_{\text{sc}}}{\partial t} + A E_{\text{sc}} = B A_s A_p, \quad (4)$$

其中 A_p, A_s 分别表示抽运光复振幅和散射光复振幅; γ_{eff} 是有效电光系数; n_p, n_s 分别为抽运光方向和信号光方向上的折射率; X_p, X_s 分别为抽运光和信号光所通过的位移,在光伏电流开路条件下, A, B 由以下公式给出:

而且也解释了为什么在背向散射光出现的初始时,总是一团均匀无振荡的光斑,这主要是由于瞬态背向光散射放大过程初始时相同的时间响应造成的.

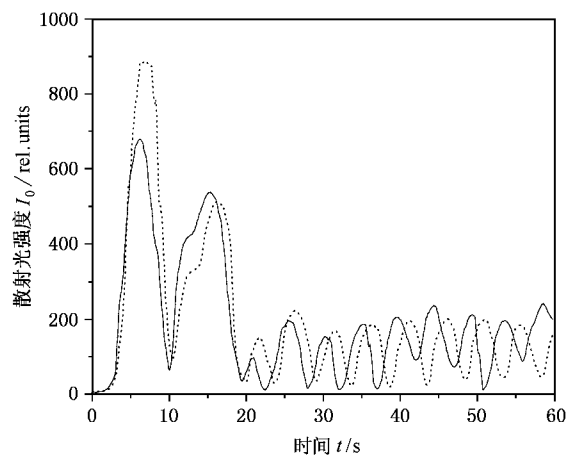


图 1 背向散射光强度 I_0 随时间 t 的变化曲线(曲线 α (实线), β (虚线)分别对应 $\theta = 1^\circ, 3^\circ$ (θ 代表背向散射光与光轴的夹角,作用区长度 $L = 4\text{mm}$))

同时,我们计算了瞬态背向光散射与作用区长度的关系,见图 2,并且可知只有背向光散射作用区足够长的情况下才能形成.这也可以说明,为什么在薄片形成不了光折变光散射振荡.同时,也解释了只有聚焦进入晶体一定深度后,才能产生振荡.

此外,我们还计算了由光生伏特不均匀性散射造成的散射光强 I_{s0} 与入射光强不同比值 m 情况下

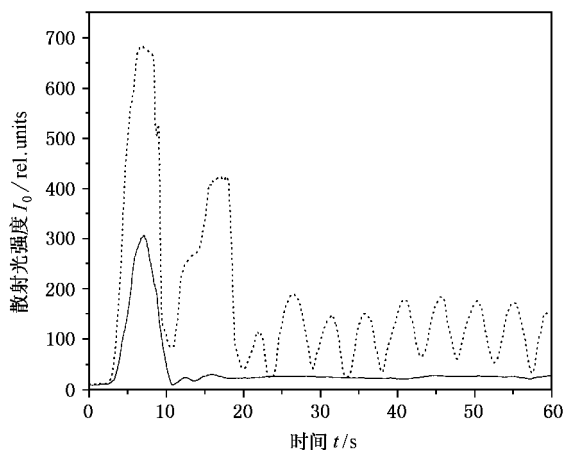


图2 不同作用区长度下,背向光散射强度的瞬态时间响应($\theta = 0$)振荡曲线 a(虚线)为对应 $L = 3\text{mm}$;衰减曲线 b(实线)对应 $L = 1\text{mm}$

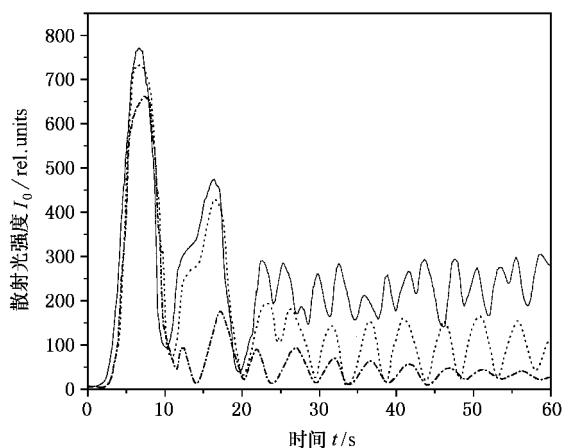


图3 不同光强比 m 下,背向光散射的瞬态行为 曲线 a(实线),b(虚线),c(点划线)分别对应 $m = 1 \times 10^{-4}$, 7.2×10^{-5} , 5×10^{-5}

的背向散射光的瞬态行为,见图3,发现当 m 较小时,形成不了稳定的光振荡,而当 m 很大时,又会产

生无规则的脉动现象,只有 m 取一适当值时,才能形成稳定的振荡.这与实验中背向光散射与光强的关系一致.由(1)式可知,当弱光照射时, $m = I_s/I_0$ 很小,引起的背向散射光很弱故形成不了光散射振荡,而当光强足够强的情况下, m 又急剧增大,造成脉动的瞬态响应,则得到脉动的散射光斑.

以上计算,我们是针对入射光沿 $-c$ 轴方向入射的情况所作的.我们同样计算了沿 $+c$ 轴入射时的结果,得到与图3相似的脉动现象.我们简单分析 $+c$ 轴入射时产生的光散射如下:

由于从 $+c$ 轴入射时引起的光伏特不均匀性 $\Delta\beta$ 远大于从 $-c$ 轴入射引起的不均匀性,故产生比 $-c$ 轴入射时要强的背向散射光,而且,由于此方向入射产生的背向散射光放大可以由光折变效应中扩散机理来增强,这时背向光散射远远强于从 $-c$ 方向入射时产生的背向光散射,它应是脉动的瞬态响应,这正是我们从实验上观察到的结果:当入射光沿 $+c$ 轴入射时,弱光下产生脉动很弱的背向散射光,随着入射光增强,背向散射光的脉动加强.

4 结 论

以上我们解释了准周期振荡背向光散射:此种光散射是由光生伏特效应的不均匀性引起的,在强的光生伏特电场下,通过光折变双光束耦合过程,被入射光放大产生的.这个过程,可以合理地解释我们观察到的现象.由以上分析,我们可从理论上得到如下结论:只有通过聚焦光束沿 $\pm c$ 轴入射,才能产生强的光生伏特不均匀性,而且这种不均匀性随着聚焦程度的加大,入射光强的增强而增强.而只有沿 $-c$ 方向入射时,才会有适当的条件产生准周期振荡背向光散射.

[1] R. Magnusson, T. K. Gryllord, *Appl. Opt.*, **13**(1974), 1545.
 [2] R. Grouson *et al.*, *Opt. Commun.*, **51**(1984), 342.
 [3] V. V. Lemeshko *et al.*, *Sov. Tech. Phys. Lett.*, **11**(1985), 573.
 [4] S. M. Liu *et al.*, *Opt. Commun.*, **70**(1989), 185.
 [5] A. S. Furman, *Sov. Phys. JETP*, **67**(1988), 1034.

[6] Z. F. Ling *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **40**(1991), 1786 (in Chinese) [凌振芳等, *物理学报*, **40**(1991), 1786].
 [7] V. V. Obukhovskii *et al.*, *Sov. J. Quantum Electron.*, **17**(1987), 64.
 [8] N. Kukhtarev *et al.*, *Sov. Phys-Tech. Phys.*, **50**(1980), 1109.

PHOTOREFRACTIVE LIGHT-INDUCED BACKWARD SCATTERING IN *c*-CUT $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ CRYSTALS^{*}

LI FEI-FEI XU JING-JUN[†] LIU SI-MIN QIAO HAI-JUN ZHANG GUANG-YIN

(*College of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 , China*)

(*College of Teda , Nankai University , Tianjin 300457 , China*)

(Received 20 May 2001 ; revised manuscript received 29 June 2001)

ABSTRACT

We propose a new theoretical calculation by which photorefractive quasi-periodic light-induced backward scattering in *c*-cut $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystals induced by inhomogeneity of the photovoltaic current is studied. And our calculated results give quite well explanations on the formerly observed experimental ones.

Keywords : photorefractive , scattering , photovoltaic

PACC : 4225F , 4265 , 6110D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 69678018 and 19734040) , by Funds for Outstanding Young Researchers from National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69825108) , and by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. G1999033004) .

[†] Corresponding author. E-mail : jjxu@nankai.edu.cn