

LiNbO₃:Fe 晶体中调制双光束耦合 衍射效率的测定

许京军 刘思敏 武原庆 张光寅

南开大学物理系, 天津, 300071

1990 年 5 月 28 日收到

通过对 LiNbO₃:Fe 晶体中双光束耦合中的任一光束强进行低频调制, 其衍射效率比无调制时提高两倍多(由 30% 提高到 76%)。用运动光栅理论解释了这一实验结果。

PACC: 4265; 4270G; 7820J

一、引 言

近年来, 于 BSO (Bi₁₂SiO₂₀), GaAs 等低电光系数、高电导率的光折变材料, 往往通过施加外电场, 使光生载流子沿电场方向漂移来增大折射率调制 $\Delta n^{[1]}$ 。但是外加电场又会使晶体中记录的位相光栅与干涉条纹间的相位差 ϕ_g 减小, 这就直接影响双光束之间的能量转移。为此, 人们又用运动晶体或运动干涉条纹的办法来产生光栅与干涉条纹之间的相位差, 从而获得较大的双光束耦合强度及衍射效率。

LiNbO₃:Fe 晶体具有很高的光折变灵敏度, 它易生长, 成本低, 很早就被应用于光存储等诸多方面。但它的电光系数较低, 又是高电阻材料, 如何提高它的耦合性能是能否进一步开发其应用前景之关键。本文报道的是通过调制双光束耦合中任一光束强, 从而造成两束之间微小频差的办法, 在晶体中形成运动的干涉条纹; 同时, 由于 LiNbO₃ 晶体是无对称中心的晶体, 在开路情况下, 光辐照会在晶体内形成很强的光生伏特电场。在光生伏特电场的作用下, 光栅也会运动。在一定的调制周期下, 运动的干涉条纹与运动的光栅之间发生共振, 此时, 二者存在 $\pi/2$ 的相位差, 故发生最大的能量转移。应用此原理, 使双光束耦合的衍射效率比无调制时提高了两倍多。

二、实 验 结 果

实验装置如图 1 所示。来自 He-Ne 激光器的两束 e 光 I_R 和 I_S 对称入射到片状的 LiNbO₃:Fe 晶体(掺 Fe 浓度为 0.1% 的重量比, 样品厚度为 0.8mm) 上, 晶体的光轴 C 在入射平面内。挡板 S 用作光强调制器, 不调制时可撤去。由于调制频率很低 ($T \approx 5-35s$), 光强变化缓慢, 调制与不调制时光强接收器均可用同一种激光功率计。起初, 两

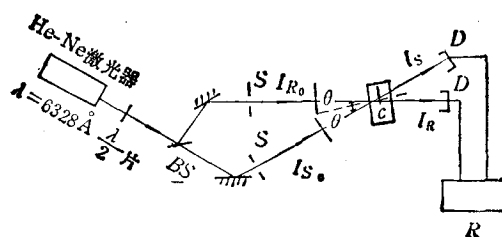


图1 实验光路图 BS 为分束器; D 为功率计; R 为记录仪; S 为挡板兼作光强调制器; C 为晶体光轴方向; “ $\uparrow$ ”为激光偏振方向

束光无调制进行耦合,光耦合达到最大值且无振荡时(见图2),对其中任一束光的光强进行低频率调制,其调制光强的时间依赖关系如图3所示.调制后的耦合光强变化如图4所示.当双光束耦合达到饱和时,停止光调制,挡住其中任一束光,另一束光作为读出光测量其生成光栅的衍射效率 $\eta_S = I_{S\eta}/I_{S_0}$, $\eta_R = I_{R\eta}/I_{R_0}$. 其中, $I_{S\eta}$ 为 I_{S_0} 作为读出光时,在原 I_{R_0} 光束的透射方向上测得的衍射光强; $I_{R\eta}$ 为 I_{R_0} 作为读出光时,在原来 I_{S_0} 光束的透射方向测得的衍射光强,如图5所示.实验结果表明,在测量衍射效率时,读出光无论是被调制的还是未被调制的那束光,在两种情况下测得的衍射效率 η_S (或 η_R) 都相等.但是, η_R 与 η_S 之间却略有差异,这与 C 轴的指向有关.调制起始时间不同的双光束耦合实验结果表明(见图6),当双光束耦合达到最大值、未发生振荡时是开始调制的最佳时刻.当光照射晶体时,光生伏特电流将形成一个光生伏特静电场,但它的形成需要一个时间过程^[2],所以,当双光束耦发生振荡之前,新形成的光栅与光干涉条纹之间的相位差 $\phi_g \approx \pi/2$; 当光生伏特静电场逐渐增强到一定程度,才能使光栅明显移动^[3],破坏 $\phi_g \approx \pi/2$ 的最大耦合条件,双光耦合开始振荡,所以,为了保证 $\phi_g \approx \pi/2$, 避免空间电荷反馈对光栅的破坏,当双光耦合达到最大值,未发生振荡时,开始进行调制双光耦合是必要的.

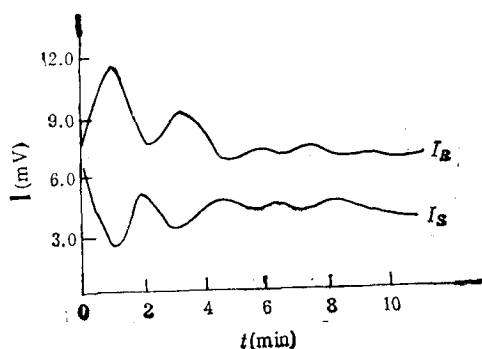


图2 未调制时双光耦合曲线 ($2\theta = 50^\circ$)

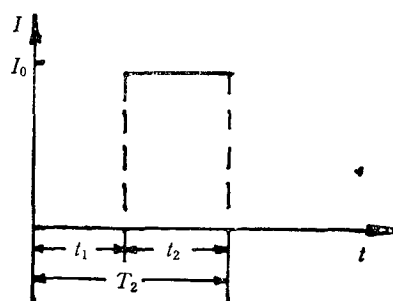


图3 调制光束在一个周期内光强的变化

主要测量结果:

1. 无调制时的最大衍射效率 $\eta'_R \approx 30.0\%$, $\eta'_S \approx 28.0\%$; 调制时的最大衍射效率 $\eta_R \approx 76.0\%$, $\eta_S \approx 74.2\%$, 调制时比无调制时的衍射效率提高了两倍多(见图7).

2. 衍射效率对两束入射光夹角 2θ 的依赖关系如图8所示. $2\theta = 50^\circ$ 时,衍射效率最大.

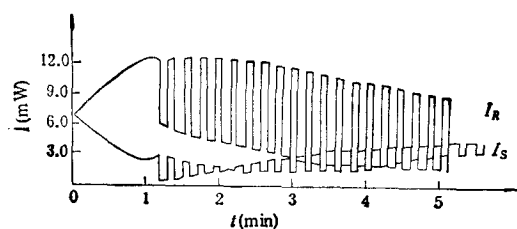
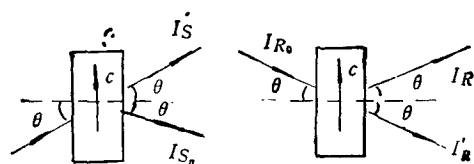
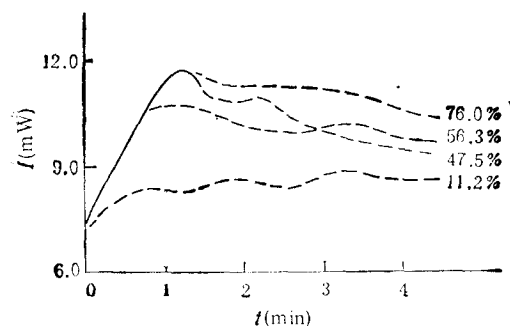
图4 调制双光耦合曲线 ($2\theta = 50^\circ$)图5 $I_{R0}(I_{S0})$, $I'_R(I'_S)$, $I_{R\eta}(I_{S\eta})$ 示意图

图6 调制起始时间不同的双光耦合中, I_R 光强变化曲线 ($t_2 = 13\text{s}$, $t_1/t_2 \approx 8/5$) 实线表示调制前;虚线表示调制后 I_R 在每个调制周期内最大值的包络线;每条曲线上的百分数,是这条曲线代表的双光耦合生成的光栅衍射效率 η_R ($2\theta = 50^\circ$)

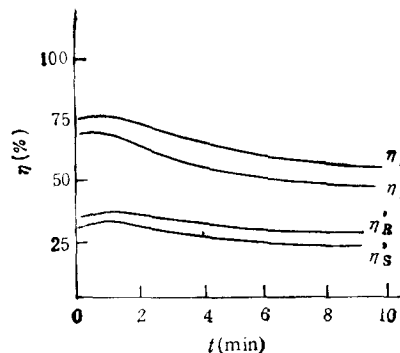


图7 读出过程中 ($2\theta = 50^\circ$), 衍射效率 η 随时间 t 的变化 η_R, η_S 为调制时的量; η'_R, η'_S 为无调制的衍射效率

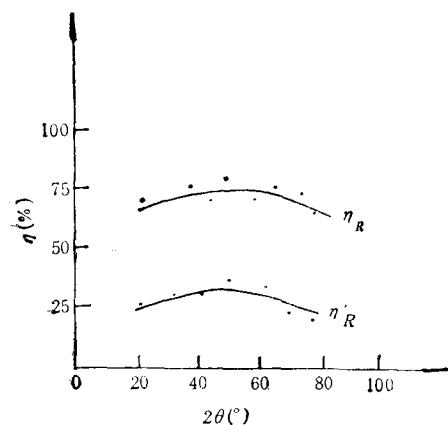


图8 衍射效率 η_R 和 η'_R 随 2θ 变化曲线 η_R 和 η'_R 定义同图7

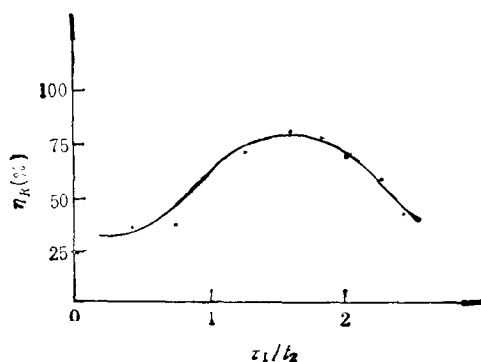


图9 $2\theta = 50^\circ$, 调制周期 $T_2 = 13\text{s}$, 衍射效率 $\eta_R - t_1/t_2$ 变化曲线

3. 衍射效率与光强调制间隔 t_1/t_2 及周期 $T_2 = t_1 + t_2$ 的关系如图9, 图10所示, 当 $t_1/t_2 = 8/5$, $T_2 \approx 13\text{s}$ 时, 得到最大衍射效率。

4. 未调制时, 双光束耦合达到饱和的时间(即耦合光强达到稳定的时间)需要 9.2min (见图2); 调制时, 此时间缩短为 5.5min (见图5)。

5. 未调制时, 双光束耦合曲线发生振荡(如图2所示); 调制时, 双光束耦合曲线明显

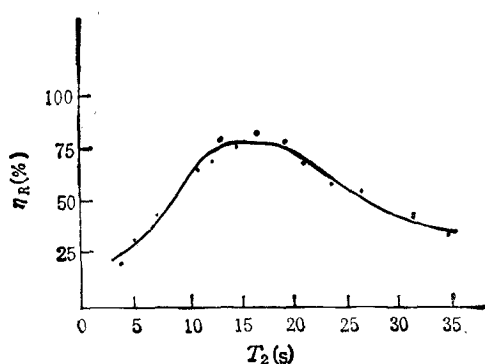
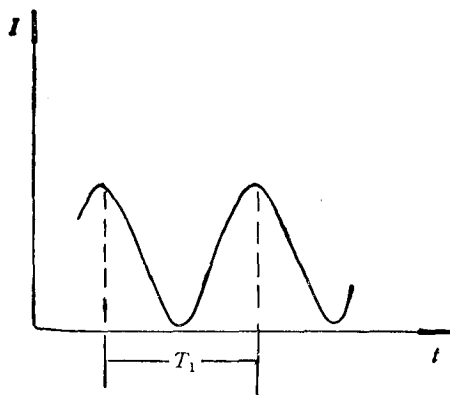
图 10 $2\theta = 50^\circ$, $t_1/t_2 \approx 8/5$ 时, η_R-T_2 变化曲线

图 11 理论分析中调制光强一个周期的变化

地抑制振荡,每个调制周期内最大值的包络线是平滑的、无振荡的双光束耦合曲线。

三、讨 论

在光折变晶体中,由双光束耦合写入的光栅在外加电场 E_0 的作用下会沿 E_0 方向运动^[4]. 其空间电荷场可表达为

$$\delta E(t) \approx \delta E_0 \exp\{ikL_0 t/\tau_m[(1+k^2L_d^2)^2 + k^2L_0^2]\} \cdot \exp\{-t(1+k^2L_d^2)/\tau_m[(1+k^2L_d^2)^2 + k^2L_0^2]\}, \quad (1)$$

式中 $\tau_m = \epsilon\epsilon_0\sigma^{-1}$ 为光折变驰豫时间, σ 为平均光电导,它是光强 I_0 的函数, $E_d = kL_d^2/\mu\tau$ 为扩散电场, L_d 为扩散长度, $L_0 = \mu\tau E_0$ 为漂移长度。由(1)式可知, $\delta E(t)$ 为振幅随时间衰减的周期性变化的电场,此空间电荷场通过电光效应产生的位相光栅以

$$v_0 = L_0\tau_m^{-1}[(1+k^2L_d^2)^2 + k^2L_0^2]^{-1}$$

的速度沿 E_0 方向运动。LiNbO₃:Fe 晶体为无对称中心晶体,在光照下由于光生伏特效应会沿光轴方向形成高达 10^3 V/cm 数量级的光生伏特电场 E_{pv} ^[5]。在 E_{pv} 作用下,光栅会沿 C 轴方向运动,因此,在 LiNbO₃:Fe 晶体中,光生伏特电场起到了外电场的作用,即在(1)式中, E_0 可以用 E_{pv} 代替。

由于光栅发生了运动,如果光干涉条纹是静止的,则光栅与干涉条纹之间的相位差 ϕ_g 将会发生周期性变化,导致耦合程度的周期性变化,无调制时的双光束耦合曲线(图 2)的振荡正是这种变化的反映。为使 $\phi_g = \pi/2$, 稳定最大程度的光耦合,就必须使光干涉条纹与光栅同步运动。本实验中的调制双光束耦合就提供了这种运动的光干涉条纹。

为了简便地说明问题,用正弦形式的光强变化代替实际采用的矩形光调制(图 11)。这样,光强 $I = I_0(1 + \cos \omega t)$, $\omega = 2\pi/T_1$, 于是,被调制光束的电矢量

$$\begin{aligned} E_1 &= E'_{10} \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \exp[i(k_1 \cdot r - \omega_0 t)] \\ &= E_{10} \exp\left[i\left(k_1 \cdot r - \left(\omega_0 + \frac{\omega}{2}\right)t\right)\right] + E_{10} \exp\left[i\left(k_1 \cdot r - \left(\omega_0 - \frac{\omega}{2}\right)t\right)\right] \\ &= E_1^+ + E_1^-; \end{aligned}$$

式中 ω_0 为入射光频率, k_1 为被调制的一束入射光的波矢。 E_1 与另一束光的电矢量

$E_2 = E_{20} \cdot \exp[i(k_2 \cdot r - \omega_0 t)]$ 相干, 总光强 $I_t = (E_1 + E_2)^* \cdot (E_1 + E_2)$ 中出现

$$I_1 = I_0' \left[1 + m \cos \left(kx - \frac{\omega}{2} t \right) \right]$$

和

$$I_2 = I_0' \left[1 + m \cos \left(kx + \frac{\omega}{2} t \right) \right]$$

两种成分, $(I_0' = |E_1|^2 + |E_2|^2, m = 2E_{10} \cdot E_{20} / (|E_{10}|^2 + |E_{20}|^2),$

$$k = |k_1 - k_2| = 2\pi/\Lambda = 4\pi \sin \theta/\lambda,$$

Λ 为条纹间距), 这两种成分的光强变化形成的光条纹, 分别沿光轴与逆光轴以速率 $v = \Lambda\omega/4\pi$ 运动, 其中与光栅运动方向一致的干涉条纹, 在共振状态下, 作为驱动力, 克服了空间电荷场的衰减, 使耦合程度达到稳定提高的效果。共振时, $v = v_0 \approx (\tau_m L_0 k^2)^{-1}$, 其中 $\tau_m \approx 10^{-3} \text{s}$ ^[6]; $L_0 \approx 10^{-7} \text{m}$ ^[7]; $k \approx 10^6 \text{m}^{-1}$, 所以, $v \approx 10^{-8} \text{m/s}$, $T_1 = 2\pi/\omega = \Lambda/2v \approx 6 \times 10^{-7} / 2 \times 10^{-8} \approx 10^1 \text{s}$. 这个理论结果与实验中 T_2 的数量级相同。

当光干涉条纹与光栅同步以 v_0 运动时, 产生的空间电荷场 $\delta E_v(t)$ 为

$$\begin{aligned} \delta E_v(t) = & -m(E_{pv} + iE_d)(1 + k^2 L_d^2 + ikL_0)/(1 + k^2 L_d^2) \\ & + \delta E_v \exp\{-(1 + k^2 L_d^2)t/(\tau_m((1 + k^2 L_d^2)^2 + k^2 L_0^2))\}. \end{aligned} \quad (2)$$

在 LiNbO₃:Fe 晶体中, 当有光生伏特电场存在时, $|kL_0| \gg |k^2 L_d^2| \gg 1$ ^[8], 这时,

$\delta E_v \approx -imE_{pv}E_d^{-1}$, 同时, 由(1)式得 $\delta E_{v=0} = -mE_{pv}$, 因为 $\eta \approx \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda \cos \theta_0}\right)^2 \propto |\delta E_v|^2$,

所以 $v=v_0$ 时, 调制得到的光栅衍射效率 $\eta_{v=v_0}$ 比无调制时 $\eta_{v=0}$ 大 $|E_{pv}E_d^{-1}|$ 倍。在 LiNbO₃:Fe 晶体中 $E_{pv} \approx 5E_d$ ^[7,8], 这样从理论上可以得到调制时的光栅衍射效率将提高 25 倍。由于实验中一些因素的存在将影响 η 的进一步提高。

[1] P. Gunter, *Physics Report*, 93(1982), 193.

[2] V. V. Lemanov, O. V. Kandidova, *Ferroelectrics*, 95(1989), 15.

[3] F. Jariego, F. Agullo-Lopez, *Optics Comm.*, 76(1990), 169.

[4] S. I. Stepanov, V. V. Kulikov and M. P. Petrov, *Optics Comm.*, 44(1982), 19.

[5] A. S. Furman, *Sov. Phys. Solid State*, 29(1987), 617.

[6] V. V. Lemanov, O. V. Kandidova, *Ferroelectrics*, 95(1989), 150.

[7] A. S. Furman, *Sov. Phys. JETP*, 67(1988), 1034.

[8] M. G. Moharam, Tik. Gaylord and R. Magnusson, *J. Appl. Phys.*, 50(1979), 5642.

IMPROVEMENT OF DIFFRACTION EFFICIENCY OF PHASE GRATING RECORDED IN Fe-LiNbO₃ Crystal

XU JING-JUN LIU SI-MIN WU YUAN-QING ZHANG GUANG-YIN

Department of Physics, Nankai University, Tianjin, 30071

(Received 28 May 1990)

ABSTRACT

This paper presents the diffraction efficiency of two-wave mixing in Fe-LiNbO₃ (up to 76%) through low frequency modulating one light beam, which is twice greater than the diffraction efficiency (30%) without modulation. Our theoretical analysis of moving grating is used to explain the experimental results