

# 光折变的光学脉动现象 及其非线性过程

武原庆 许京军 刘思敏 张光寅

(南开大学物理系, 天津, 300071)

报道了光折变  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体中双光束耦合和四波混频的脉动现象. 认为这种脉动现象起因于  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体中的陷阱重复荷电波在光折变材料中感应出的运动折射率光栅.

关键词: 光折射效应, 铌酸锂 ( $\text{LiNbO}_3$ ), 脉动.

## 1 引言

近几年由于光折变非线性过程在光信息处理领域的广泛应用<sup>[1]</sup>, 光折变非线性研究成为一个非常活跃的课题. 我们用光折变  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体进行双光束耦合和四波混频实验时, 观察到双光束耦合的能量转移脉动现象和四波混频共轭波光强脉动现象. 根据稳态耦合波理论, 只有当光折变材料的折射率光栅相对于耦合光之间的干涉条纹运动时, 才会产生脉动现象, 传统的运动光栅理论无法解释这种相对运动, 因而不能解释我们观察到的脉动现象. 我们用光折变材料的陷阱重复荷电波解释这种现象, 理论与实验结果符合得很好.

## 2 实验结果

图1为双光束耦合的实验装置, 图中  $c$  为晶体的光轴方向, 光束的偏振矢量均在由光轴

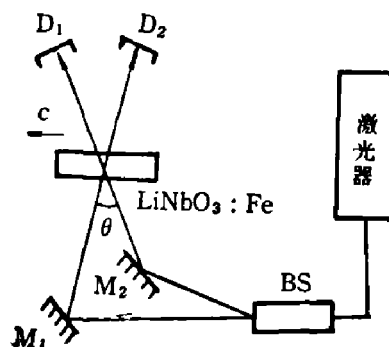


图1 双光束耦合的实验装置

Fig. 1 The experimental set-up for two-wave coupling

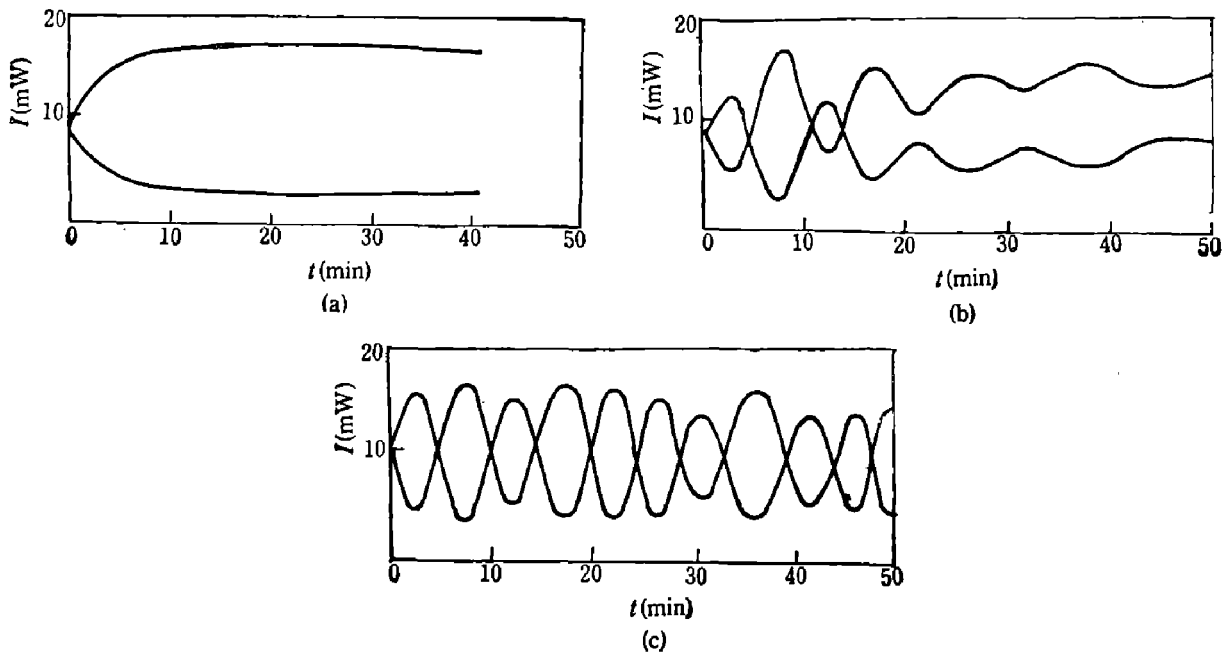


图 2 (a) 无脉动双光束耦合; (b)、(c) 有脉动双光束耦合  
 Fig. 2 (a) The two-beam coupling without pulsation;  
 (b)、(c) The two-beam coupling with pulsation

与入射光线决定的平面内;  $D_1, D_2$  为功率计,  $M_1, M_2$  为反射镜, BS 为分束器。在这种配置下, 两光束之间会发生能量转移<sup>[2]</sup>, 如图 2(a) 所示。当两光束耦合达到稳定状态时, 瞬时外界扰动(如振动)会使两光束之间能量转移而产生脉动现象, 脉动振幅随时间缓慢衰减, 如图 2(b) 所示。但在晶体的某些位置, 脉动的振幅不随时间衰减, 参看图 2(c)。脉动频率与样品掺 Fe 浓度、两光束夹角和激光波长密切相关, 参看图 3(a) ~ (c)。

图 4 为四波混频实验装置图, 光束 1、2 为泵浦光, 光束 3 为探测光, 这三束光来自同一激光束, 它们的频率相同。当  $k_1 = -k_2$  时 ( $k_i$  为第  $i$  束光的波矢), 晶体中将发生简并四波混频<sup>[3]</sup>, 产生光束 3 的共轭波  $E_4 = E_3^*$ , 其中共轭波的波矢满足关系  $k_4 = -k_3$ 。我们发现共轭

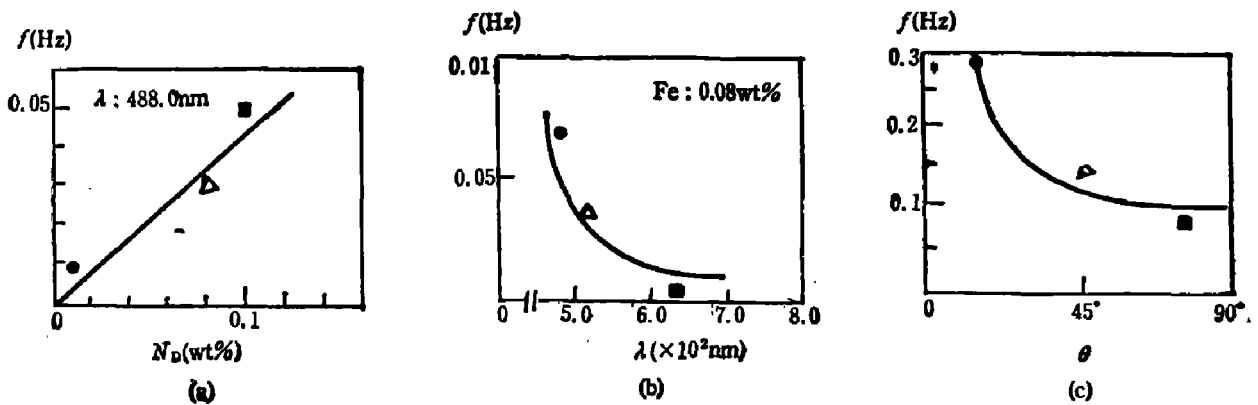


图 3 (a) 脉动频率与掺 Fe 浓度的关系 (b) 脉动频率与激光波长的关系  
 (c) 脉动频率与两光束夹角的关系

Fig. 3 (a) The dependence of pulsation frequency on Fe concentration,  
 (b) The dependence of pulsation frequency on laser wavelength, (c) The  
 dependence of pulsation frequency on the angle between two beams

波的光强  $I_c$  也具有脉动现象, 其脉动方式与双光束耦合的脉动类似, 如图 5(a)~(c) 所示, 脉动频率与样品掺 Fe 浓度和激光波长的关系也与双光束耦合相似。

根据稳态耦合波理论, 双光束耦合中两光束的能量转移及四波混频的共轭波强度均由光束间的耦合系数  $\Gamma$  决定<sup>[4, 5]</sup>,  $\Gamma \propto \sin \phi_g$ ,  $\phi_g$  为光束间形成的干涉条纹与所感应的折射率光栅之间的空间相位差。由此可见, 只有当  $\phi_g$  随时间变化时, 才会产生脉动现象(脉动周期远大于晶体光折变响应时间, 光折变动态过程可看作准静态, 稳态耦合波理论仍然成立), 即折射率光栅相对于干涉条纹运动。根据运动光栅理论<sup>[6, 7]</sup>, 要产生运动光栅, 耦合光束之间必须有频差, 即频率失调, 这些频率失调的光束在晶体中形成运动的干涉条纹, 从而感应生成运动的折射率光栅。这种理论无法解释我们观察到的现象, 首先, 我们的双光束耦合四波混频的光束均来自同一激光光束, 其频率严格相等, 干涉条纹不运动; 其次, 运动干涉条纹感应的运动光栅的速度与其相同, 它们之间的空间相位差  $\phi_g$  不随时间变化。1987 年, A. S. Furman 提出了陷阱重复荷电波理论<sup>[8, 9]</sup>, 他认为光折变晶体的动态方程组存在一个平面波形式的波动解, 即陷阱重复荷电波, 这个波可以由外界扰动或涨落激发。我们用该理论计算频率, 与实验结果进行了比较, 发现陷阱重复荷电波的频率特性与脉动频率特性基本一致, 因此, 我们认为光折变的脉动现象起因于陷阱重复荷电波。

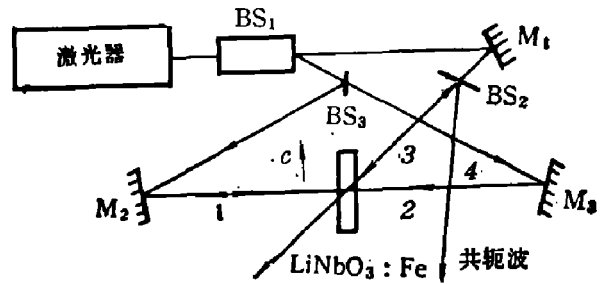


图 4 四波混频的实验装置  
Fig. 4 The experimental set-up for four-wave mixing

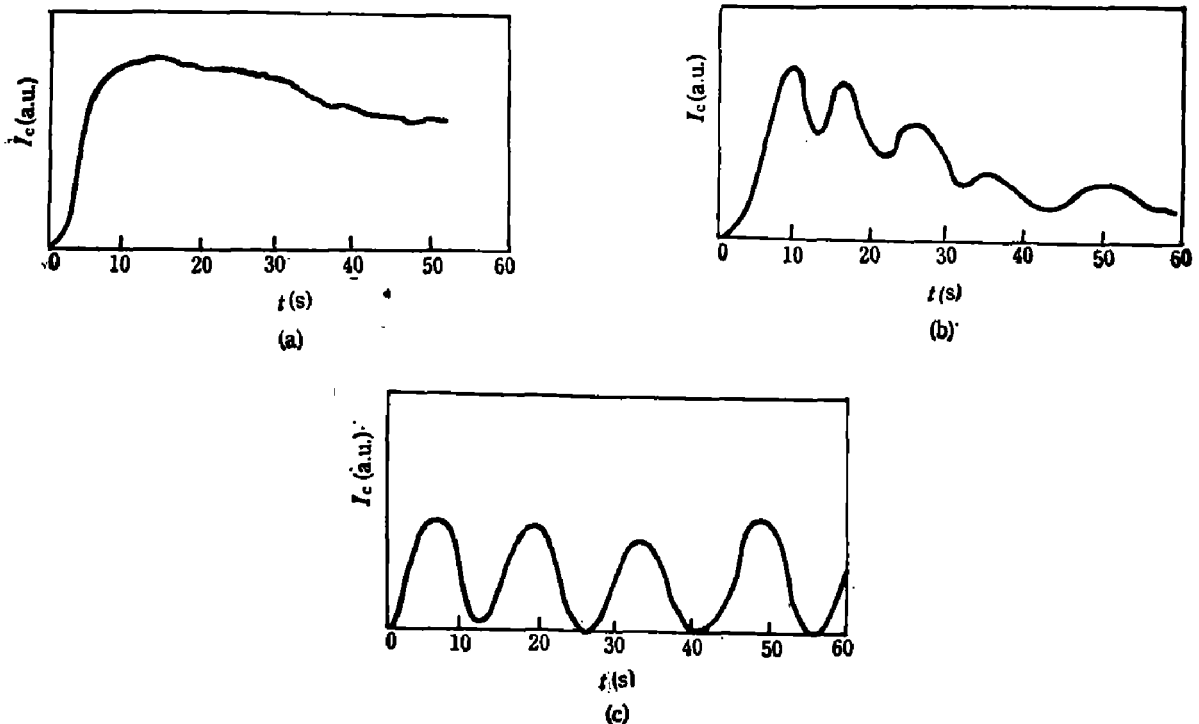


图 5 (a) 无脉动共轭波 (b)、(c) 有脉动共轭波  
Fig. 5 (a) The conjugate wave without pulsation, (b), (c) The conjugate wave with pulsation

### 3 光折变晶体的陷阱重复荷电波理论

用 N. V. Kukhtarev 的光折变动态方程组<sup>[10]</sup>考虑 A. Glass 的光生伏特效应,<sup>[11]</sup>可以得到

$$\frac{\partial N_A}{\partial t} = \gamma n (N_D - N_A) - S I N_A, \quad (1)$$

$$\mathbf{j} = e \mu n \mathbf{E} - \mu k_B T \nabla n + \mathbf{J}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{4\pi e}{\epsilon} [N_A(0) - N_A + n(0) - n], \quad (3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j} = \frac{\partial N_A}{\partial t}. \quad (4)$$

式中,  $N_D$ 、 $N_A$  分别为施主和受主浓度,  $n$  为自由电子浓度,  $\gamma$  为自由电子被陷阱俘获的几率,  $S$  为施主的电离截面,  $\mathbf{J} = -GSIN_A$  为光电流密度,  $G$  为 Glass 常数,  $e$  为电子电量,  $\mu$  为电子迁移率,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $\epsilon$  为介电常数,  $T$  为绝对温度. 由于光电流只在晶轴方向有分量, 故我们只考虑晶轴方向(即  $z$  方向)上的变化. 设

$$\delta n = n - n(0) = \tilde{n} \exp(iKz - i\omega t), \quad (5)$$

$$\delta N_A = N_A - N_A(0) = \tilde{N}_A \exp(iKz - i\omega t), \quad (6)$$

$$\delta E = E - E(0) = \tilde{E} \exp(iKz - i\omega t), \quad (7)$$

其中  $n(0)$ 、 $N_A(0)$ 、 $E(0)$  为平衡态时  $n$ 、 $N_A$ 、 $E$  的值, 且  $\tilde{n}$ 、 $\tilde{N}_A$ 、 $\tilde{E}$  远小于  $n(0)$ 、 $N_A(0)$ 、 $E(0)$ . 将式(5)、(6)、(7)代入式(1)、(2)、(3), 并利用准静态时  $\mathbf{j} = 0$  的条件, 可得

$$\left(\frac{\tau}{\tau_1} - i\omega\tau\right) \tilde{N}_A = \tilde{n}, \quad (8)$$

$$e\mu(E_0\tilde{n} + n_0\tilde{E}) + iK\mu k_B T \tilde{n} - GSIN_A = 0, \quad (9)$$

$$iK\tilde{E} = -\frac{4\pi e}{\epsilon} (\tilde{N}_A - \tilde{n}). \quad (10)$$

其中  $\tau = \left[\gamma N_D \left(1 - \frac{N_A(0)}{N_D}\right)\right]^{-1}$ ,  $\tau_1 = \left[1 - \frac{N_A(0)}{N_D}\right] / \gamma n(0)$ , 在弱光条件下  $\tau \ll \tau_1$ . 这时, 式

(8) 中的  $\frac{\tau}{\tau_1}$  项和式(10)中的  $\tilde{n}$  项可省略, 由式(8)、(9)、(10)可得色散关系

$$\omega = \frac{\tau_M^{-1} + iKJ_0(eN_D)^{-1}}{Kl_0 + i(Kl_D)^2} - \frac{i}{\tau_1}, \quad (11)$$

其中  $\tau_M = \epsilon / 4\pi e \mu n(0)$ 、 $l_0 = \mu E_0 \tau$ 、 $l_D = (\tau \mu T / e)^{\frac{1}{2}}$  分别为漂移长度和扩散长度, 在陷阱浓度很高( $l_D \ll \frac{1}{K}$ )时,  $Kl_D \rightarrow 0$ . 如果条件  $\frac{J_0}{l_0 e N_D} > \frac{1}{\tau_1}$  得到满足, 则  $\tilde{n}$ 、 $\tilde{N}_A$ 、 $\tilde{E}$  将被放大, 形成陷阱重复荷电波, 其频率为式(11)的实部

$$\omega' = \frac{1}{\tau_M l_0 K}. \quad (12)$$

由电光效应<sup>[12]</sup>可知,  $\tilde{E}$  将在晶体中感应生成运动的折射率光栅  $\Delta n = \Delta \tilde{n} \exp(iKz - i\omega t)$ .

我们取  $K$  等于光场干涉条纹的波矢, 用  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  的相应参数代入式(12)算得  $\omega' \approx 10^{-2} \sim 10^{-1} \text{ Hz}$ . 我们对  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体吸收谱的分析表明, 在  $300 \sim 600 \text{ nm}$  波段内, 吸收系数与  $\frac{1}{\lambda^2}$  成正比, 从而电离截面  $S$  可表示为  $S = A \left( \frac{1}{\lambda^2} \right)$ ,  $A$  为比例常数. 对于  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体,  $N_D$  为  $\text{Fe}^{2+}$  的浓度,  $N_A$  为  $\text{Fe}^{3+}$  的浓度,  $\text{Fe}^{3+}$  由  $\text{Fe}^{2+}$  电离而产生, 并有  $N_A(0) = f_0 N_D$ , 这里  $f_0$  是与  $N_D$  无关的常数;  $n(0) = \frac{SI f_0}{\gamma(1-f_0)}$ ; 设相干光束间夹角为  $\theta$ , 则  $K = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta$ . 我们可将式(12)改写为

$$\omega' = \frac{2e I f_0 A}{\epsilon E_0} \frac{N_D}{\lambda \sin \theta}. \quad (13)$$

由式(13)算得的  $\omega'$  理论拟合曲线如图 3(a)、(b)和(c)所示, 与实验结果符合得很好.

## 4 讨 论

陷阱重复荷电波理论所得出的频率表达式可以很好地解释脉动的频率特性, 且算得的频率值与脉动频率实验值在数量级上相符, 但有两个脉动频率特性不能用这一理论解释, 一是脉动频率与脉动振幅同步衰减, 二是该理论假定光场是均匀的, 从而无法确定运动光栅波矢的大小, 这些还有待于进一步从理论上探讨.

致谢: 对马笑衍硕士生 在实验中给予的合作和有益的讨论表示感谢.

## 参 考 文 献

- 1 Feinberg Jack. *Physics Today*, 1988; **46**
- 2 Staebler D L, Jamodei J. *J. Appl. Phys.*, 1972; **43**: 1042
- 3 Pepper David M. *Opt. Eng.*, 1982; **21**: 156
- 4 *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*, 1983; **93**: 199
- 5 Cronin-Golomb Mark, Fischer Baruch et al. *IEEE J. Quantum Electronics*, 1984; **QE-20**: 12
- 6 Stepanov S I, Kulikov V V, Petrov M P. *Opt. Comm.*, 1982; **44**: 19
- 7 Valley George O. *J. Opt. Soc. Am.*, 1984; **B1**: 868
- 8 Furman A S. *Sov. Phys. Solid State*, 1987; **29**: 617
- 9 Furman A S. *Ferroelectrics*, 1988; **83**: 41
- 10 Kukhtarev N V, Markov V B, Odulov S G et al. *Ferroelectrics*, 1979; **22**: 949
- 11 Glass A, von der Linde D, Negran T. *Appl. Phys. Lett.*, 1974; **25**: 233
- 12 Nye J F. *Physical Properties of Crystals*, Oxford Press, 1969: 282

## OPTICAL PULSATION AND ITS NONLINEAR PROCESS IN PHOTOREFRACTIVE MATERIAL

WU YUANQING, XU JINJUN, LIU SIMIN, ZHANG GUANGYIN

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

The optical pulsation phenomenon which occurs in two-beam coupling and four-wave mixing in photorefractive  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  crystal is reported. This phenomenon is considered to originate from the trap-recharging wave in  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  crystal, which induces a moving phase grating in the photorefractive material.

**Key words:** photorefractive effects, pulsation, lithium niobate ( $\text{LiNbO}_3$ ).