

# 光生伏打效应与光折变光栅的建立

孟磊 曹惠贤 张静江

(北京师范大学物理系 北京 100875)

**提要** 带运输模型是目前被广泛接受的光折变理论。该模型以扩散机制为主,在某些情况下加上两个修正,即有外场时的漂移机制和光生伏打效应。其中光生伏打效应被考虑为等效于外加电场,而且常常被忽略了。作者认为光生伏打效应应当总被看作与扩散相并列的光折变机制,而且在铁电晶体,如  $\text{LiNbO}_3$  中,光生伏打效应常常超过扩散而成为光折变过程的主要机制。文中将已有的光生伏打效应的唯像理论加以扩展,对产生光折变光栅的过程给出了较全面的分析。

**关键词** 光生伏打效应,光折变效应,相位光栅,带运输模型

## 1 引言

光生伏打效应可能在本世纪二、三十年代就被观察到<sup>[1]</sup>。但第一次明确地报道是在1974年。当时 A. M. Glass 等人在掺铁或掺铜的  $\text{LiNbO}_3$  晶体中观察到沿晶体极轴(光轴)方向的稳定光生电流<sup>[2]</sup>,电流密度与光强成简单正比关系

$$J = \alpha GI \quad (1)$$

其中  $\alpha$  为吸收系数, $I$  为光强, $J$  为光电流密度, $G$  为比例常数(Glass 常数)。在晶体开路的情况下,这一电流给晶体电容器充电,到稳态时在晶体内部可形成高达  $10^5 \text{ V/cm}$  的电场。

以上结论是人们早已知道的,但在光伏效应与光折变的关系上许多已有的文献和书籍并没有将它视为和扩散同等重要的机制对光折变效应作出贡献。突出的表现在对光折变效应与入射光强的关系上,许多文献<sup>[3~5]</sup>在绪论和前言中就明确地指出:光折变效应的“第一个特点是光折变材料的非线性与光强无关”,“光折变材料与一般非线性光学材料相比有一个最显著、最重要的特点,那就是光折变材料的非线性与光强无关”,“光作用在光折变材料上所形成的折射率光栅与入射光强大小无关,只与两束光的光强比  $I_1/I_2 = M$  有关”……等等。按照这种观点,与光强有关的光伏效应就很难成为产生光折变的重要机制了。与此相联系的还有均匀光照、准均匀光照和调制光照的问题。以扩散为主的理论要求有光强变化率存在,所以就主要讨论调制光照射下的光折变现象(以两束光相干的光栅为主),只将均匀光强与光折变的清洗、擦除联系起来。事实上,在均匀光或准均匀光的照射下<sup>[6~8]</sup>,如一束入射光或将光折变晶体放在输入物的频谱面上的情况,会有许多丰富的光折变现象,且有重要的应用价值。这些现象无法用扩散机制解释,而可用光伏效应去讨论。现有一些文献和书籍上对均匀光照的认识也反映出对光伏效应的重要地位并没有正确的估价。

本文讨论了扩散理论之不足,从一束光的光伏效应出发,进一步得出两束光作用下的光伏效应。不但指出了光伏效应可用以解释一束光作用下的光折变现象(包括产生空间振荡的电荷场),并重点讨论了两束光作用下由光伏效应为主要机制产生的不同于有光强调制而产生的折射率光栅,即没有双光束干涉产生的折射率的空间调制(包括所谓“偏振记录”)。并通过分析和具体数据的估算,得出了在某些情况下由光伏效应为主要机制产生的光折变比扩散机制计算的结果大一个数量级。由此明确地指出扩散机制和光伏效应在光折变光栅建立的过程中应占同样的地位。只不过不同条件下它们起的作用大小不同。这一结论被实验所证实<sup>[6]</sup>。

## 2 光生伏打效应的唯像理论

### 2.1 单束光的光生伏打效应

假设单色入射光的电场写成下式

$$E(r, t) = ea(r)e^{-i(\omega t - k \cdot r)} + c. c. \quad (2)$$

$e$  为光场的单位偏振矢量,  $a(r)$  为振幅,  $\omega$  为光的振动频率,  $k$  为波矢量, 光强  $I = |a(r)|^2$ 。应当注意矢量  $e$  的特点: 当光为线偏振时  $e = e^*$  是实单位矢量; 当光为椭圆偏振时,  $e$  还包含位相, 是复矢量。

光照射到晶体后便产生光诱导电流, 认为电流密度  $j$  是电场的函数, 将它作如下展开

$$j_i = \alpha_{ij}^0 E_j + \sigma_{ij}^0 E_j E_l + \sigma_{ijm}^0 E_j \tilde{E}_l \tilde{E}_m^* + \beta_{ijl} \tilde{E}_j \tilde{E}_l^* + \dots \quad (3)$$

其中  $E$  为常电场,  $\tilde{E}(\omega) = \tilde{E}^*(-\omega)$  是如(2)式所示的高频电场。式中第一项表示欧姆定律; 第二项为欧姆定律的二阶修正; 第三项表示光电导,  $\sigma^0$  为光电导率; 第四项即为本文要讨论的光生伏打效应,  $\beta_{ijl}$  为三阶光伏张量, 或叫光伏系数。将(2)式代入, 第四项可以作

$$j_i = \beta_{ijl} \tilde{E}_j \tilde{E}_l^* = \beta_{ijl} e_j e_l^* I \quad (4)$$

注意到  $j_i$  是实数, 则上式右边取复共轭必然不变, 因此  $\beta_{ijl} = \beta_{lji}^*$ 。这表明光伏系数张量  $\beta_{ijl}$  的实部关于后两项指标对称, 虚部关于后两项指标反对称。将实部和虚部分开写, (4)式变为

$$j_i = (\text{Re} \beta_{ijl} + i \text{Im} \beta_{ijl}) e_j e_l^* I = (\beta_{ijl}^r + i \beta_{ijl}^i \delta_{sji}) e_j e_l^* I = \beta_{ijl}^r e_j e_l^* I + i \beta_{ijl}^i (e \times e^*)_i I \quad (5)$$

式中  $\beta_{ijl}^r = \text{Re} \beta_{ijl}$  为线性光生伏打系数。  $\beta_{ijl}^i \delta_{sji} = \text{Im} \beta_{ijl}$ ,  $\delta_{sji}$  为 levi-civita 符号,  $\beta_{ijl}^i$  为圆光生伏打系数。(5)式第一项  $j_i = \beta_{ijl}^r e_j e_l^* I$  为线性光生伏打电流, 不管入射光场的偏振态如何, 这一电流都存在, 第二项  $j_i = i \beta_{ijl}^i (e \times e^*)_i I$  为圆光生伏打电流, 仅当单束入射光为椭圆偏振时, 此效应才存在。

### 2.2 双束光的光生伏打效应

假设有两束光同时照射光折变晶体。这两束光频率相同, 都是线偏振光, 但传播方向  $k$ , 偏振方向  $e$  及振幅大小  $a$  均不同, 如下式所示

$$\begin{aligned} E_1(r, t) &= e_1 a_1(r) e^{-i(\omega t + k \cdot r)} \\ E_2(r, t) &= e_2 a_2(r) e^{-i(\omega t + k \cdot r)} \end{aligned} \quad (6)$$

根据前面单束光的光生伏打效应, 这两束光将分别在晶体内产生光生伏打电流。除此之外, 在它们共同传播的区域两束光还会相互作用产生光生伏打电流, 将(6)代入(4), 得

$$\begin{aligned} \tilde{j}_i &= \beta_{ijl} E_{1j}(r, t) E_{2l}^*(r, t) = \\ &= \beta_{ijl} e_{1j} e_{2l} e^{-i(k_1 - k_2) \cdot r} a_1 a_2 = \\ &= [\beta_{ijl}^r e_{1j} e_{2l} + i \beta_{ijl}^i (e_1 \times e_2)_i] e^{-i k_{12} \cdot r} \sqrt{I_1 I_2} \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $k_{12} = k_1 - k_2$ 。因为  $j_i$  是实量, 所以只取(7)式之实部, 便可得到

$$\vec{j}_i = [\beta_{ij} e_1 e_2 \cos k_{12} \cdot r + \beta_{ii}^c (e_1 \times e_2)_i] e^{-ik_{12} \cdot r} \sqrt{I_1 I_2} \quad (8)$$

这是一种有空间振荡性质的电流<sup>[9]</sup>。

### 3 光生伏打效应导致的光折变效应

在开路条件下受到光照的晶体, 光生伏打电流对晶体电容器充电。到达稳态时晶体内部会形成较强的宏观电场, 将它称为光生伏打电场, 记作  $E^p$ 。

充电过程中晶体内部的瞬态电流为

$$j = j^p + (\sigma_d + \sigma_{ph}) E^p \quad (9)$$

式中  $\sigma_d$  为晶体无光照射时的电导,  $\sigma_{ph}$  为光电导,  $j^p$  即为(5), (8)等式所示的光生伏打电流。到达稳态时, 晶体内部应无净电流

$$j^p + (\sigma_d + \sigma_{ph}) E^p = 0$$

或

$$E^p = - \frac{j^p}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \quad (10)$$

光生伏打电场在高阻铁电体中可以达到很高的值, 比如在  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  和  $\text{LiTaO}_3:\text{Fe}$  中  $E^p$  最高可达  $10^5 \text{ V/cm}$ <sup>[2]</sup>。如此强的电场足可以通过线性电光效应(Pockels 效应)使晶体的折射率发生显著的变化, 也就是光折变效应。此时线性电光效应写为

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} = r_{ijl} E^p_l \quad (11)$$

$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)$  为介电不渗透性张量,  $r_{ijl}$  为线性电光系数,  $E^p_l$  为光生伏打电场的第  $l$  个分量。

当两束光在晶体内部相交, 由(8)和(10)式, 光生伏打电场也是空间振荡的, 于是可以记录位相光栅。空间振荡光生伏打电场为

$$\vec{E}^p = - [\beta_{ij}^c e_1 e_2 \cos k_{12} \cdot r + \beta_{ii}^c (e_1 \times e_2)_i \sin k_{12} \cdot r] \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \quad (12)$$

(12)式括号中表明如果  $\beta_{ii}^c \neq 0$ , 即若圆光生伏打效应存在, 其产生的光折变光栅相对于线光生伏打效应的光折变光栅有  $\pi/2$  的相移, 于是有可能导致二波能量转移。

这里顺便提一下, 将非局域响应作为光折变非线性的又一特点是对的。但它不仅是扩散机制所得的结果, 还应包括由圆光伏效应所产生的空间调制的折射率光栅的  $\pi/2$  的相移。

下面针对  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体具体地计算一下这种光生伏打光栅。

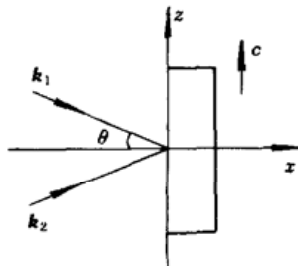


图1  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  中的位相光栅,  $k_1$  和  $k_2$  为入射波矢, 晶体光轴在入射面内

Fig. 1 Photovoltaic phase grating in  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  crystal.  $k_1$  and  $k_2$  are two incident wave vectors; optical axis ( $c$  axis) of the crystal lies in the incidence plane

如图1, 由(6)式描述的两束光同时照射  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体, 两束光夹角为  $2\theta$  (这一角度是在晶体内部测量的结果)。晶体的光轴( $c$ 轴)位于入射面内, 并使其与两束光夹角的角平分线垂直。取光轴方向为  $z$  轴,  $xz$  为入射面。下面对入射光不同的偏振态考虑两种情况。

(a) 两束光同为  $o$  光, 即  $e_1 = e_2 = (0, 1, 0)$ 。由(12)式, 稳态时空振荡的光生伏打电场为

$$\tilde{E}_y^g = -\beta_{31}' \cos k_{12} z \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \quad (13)$$

由于线性电光效应, 晶体内形成了位相光栅

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} = - \begin{bmatrix} \gamma_{13} & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{13} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{13} \end{bmatrix} \frac{\beta_{31}' \sqrt{I_1 I_2}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \cos k_{12} z \quad (14)$$

或者写成

$$\Delta n_o = \frac{1}{2} n_o^3 \gamma_{13} \beta_{31}' \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \cos k_{12} z \quad (15)$$

$$\Delta n_e = \frac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} \beta_{31}' \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \cos k_{12} z \quad (16)$$

(b) 两束光同为  $e$  光, 即  $e_1 = (\sin \theta, 0, \cos \theta)$ ,  $e_2 = (-\sin \theta, 0, \cos \theta)$ 。这时,

$$\Delta n_o = \frac{1}{2} n_o^3 \gamma_{13} \beta_{31}' \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \cos 2\theta \cos k_{12} z \quad (17)$$

$$\Delta n_e = \frac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} \beta_{31}' \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \cos 2\theta \cos k_{12} z \quad (18)$$

与两束光均为  $o$  光的情形相比,  $\Delta n$  多了一项因子  $\cos 2\theta$ , 即还与两束光的夹角有关。当  $2\theta = 90^\circ$  时,  $\Delta n = 0$ 。

根据有关数据可以估算一下这种光生伏打光栅的大小。对  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ ,  $n_o = 2.3$ ,  $n_e = 2.2$ ,  $\gamma_{13} = 9.6 \times 10^{-10} \text{ cm/V}$ ,  $\gamma_{33} = 30.9 \times 10^{-10} \text{ cm/V}$  ( $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ )<sup>[10]</sup>,  $\beta_{31}' = -2 \sim 3 \times 10^{-9} \text{ V}^{-1}$  ( $\lambda = 0.4 \mu\text{m}$ )<sup>[11]</sup>。

由于在通常的光折变实验中, 光强较低 (小于  $1 \text{ W/cm}^2$ ); 尤其对于 LN 晶体, 当  $\lambda > 0.4 \mu\text{m}$  时  $\sigma_{ph} \rightarrow 0$ <sup>[11]</sup>, 对于  $\sigma_d$  可取文献[12]中给出的一个典型值  $\sigma_d = 1.3 \times 10^{-4} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ , 光强  $\sqrt{I_1 I_2}$  取为  $100 \text{ mW/cm}^2$ , 将这些数据代入(15), (16)式, 得

$$\Delta n_o = -1.3 \times 10^{-4} \cos k_{12} z \quad (19)$$

$$\Delta n_e = -3.8 \times 10^{-4} \cos k_{12} z \quad (20)$$

这一估算虽然很不精确, 如  $\gamma$  与  $\beta$  不是在同一波长下测量的结果, 但至少数量级是正确的。这一计算结果和我们在用光折变晶体作为零频滤波器的相衬法实验<sup>[6]</sup>和单束会聚光逆光轴方向入射到晶体上所产生的丰富的横向效应现象实验<sup>[7,8]</sup>中对光折变效应结果的分析是一致的。值得指出的是, Pochi Yeh 在[10]中对由纯扩散机制产生的光折变全息光栅也进行了估算, 对  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体, 他们所得的值为  $\Delta n = -1.4 \times 10^{-5}$ 。这和我们在用  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  作波混频的实验中的结果相符。说明在某些情况下由光伏效应为主要机制产生的光折变比扩散机制所得结果要大一个数量级。

## 4 偏振记录

“偏振记录”<sup>[1]</sup>是光生伏打效应产生光折变相位光栅的一个直接证据。按照通常的经验, 特别是根据扩散机制, 两束垂直偏振的光不能记录光栅, 因为它们不能干涉叠加产生光强的空间调制。但是如图 2 所示, 两束振动方向互相垂直的平面偏振光在  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体中相交, 晶体

光轴垂直于入射面。光束 1 为 *o* 光, 在入射面内偏振, 光束 2 为 *e* 光, 垂直入射面偏振, 却同样能够在晶体内记录光栅, 这在实验中已经被观察到了。经过足够长时间的曝光后, 如果遮住其中一束光, 只让另一束光通过晶体, 我们就可以发现第一束光仍然保持原来的方向及偏振态出射, 只是光强较低。这说明晶体内形成了光栅, 光栅对第二束光的衍射可以产生第一束光, 两束光可以互相读出。

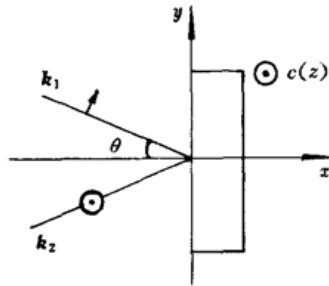


图 2 LiNbO<sub>3</sub>:Fe 中的“偏振记录”。两入射光具有互相垂直的偏振方向, 分别为 *o* 光和 *e* 光

Fig. 2 Polarization writing in LiNbO<sub>3</sub>:Fe crystal. Two writing beams ( $k_1$  and  $k_2$ ) have orthogonal polarization, i. e., *o* and *e* waves respectively. The crystal's optical axis is perpendicular to the incident plane

由光生伏打效应可以很容易地解释这一现象。取坐标系如图 2, 两束光夹角为  $2\theta$ 。两束光偏振矢量分别写为  $e_1 = (\sin\theta, \cos\theta, 0)$ ,  $e_2 = (0, 0, 1)$ 。根据式(12), 稳态时空间振荡的光生伏打电场为

$$\tilde{E}_y^r = -(\beta'_{24}\cos\theta\cos k_{12}y + \beta'_{21}\cos\theta\sin k_{12}y) \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \quad (21)$$

所以

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = - \begin{bmatrix} -\gamma_{22} & 0 & \gamma_{51} \\ 0 & \gamma_{22} & 0 \\ \gamma_{51} & 0 & 0 \end{bmatrix} (\beta'_{15}\cos k_{12}y + \beta'_{12}\sin k_{12}y) \frac{\cos\sqrt{I_1 I_2}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \quad (22)$$

(22)式中还有更多的内容, 括号中第二项表明圆光生伏打效应产生了相移为  $\pi/2$  的光栅。由光折变非线性光学二波耦合理论可知, 这种光栅也可以导致二波能量转移。由以上分析可见在单束光入射(椭圆偏振光入射)或两束互相垂直的线偏振光同时入射到光折变晶体时, 由具有空间振荡性质的光伏电流可以产生并非由两束光干涉而形成的光折变光栅。即它可以没有光强的空间调制而是具有空间振荡性质的电场的调制直接产生。这一点是和扩散机制的结果完全不同的。

## 5 结 论

以扩散机制为主的带运输模型<sup>[14]</sup>是相当成功的光折变理论。这一模型的中心部分是 Kukhtarev 方程组

$$\begin{aligned} \frac{dN'_b}{dt} &= (sI + \beta)(N_b - N'_b) - \gamma_n N N'_b \\ \frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial N'_b}{\partial t} &= \frac{1}{q} \nabla \cdot j \\ j &= qN\mu E + K_b T \mu \nabla N + pIc \\ \nabla \cdot \epsilon E &= -q(N + N_A - N'_b) \end{aligned} \quad (23)$$

第三个方程表明光电流由三部分组成: 扩散电流  $K_b T \mu \nabla N$ , 漂移电流  $qN\mu E$ , 以及光生伏打电流  $pIc$ , 其中  $c$  为沿晶体光轴方向的单位矢。这一模型虽然也计入了光生伏打效应, 但是, 第一,

它没有考虑这一效应的张量性质,即认为光伏电流只沿光轴方向且与入射光偏振态无关。其次,对方程组(23)的解表明这样计入的光生伏打效应仅仅等效于外场,全息光栅的形成完全是载流子扩散的结果,光生伏打效应对形成光栅反而会有不利的影晌。而实际情况如上文所讨论的,通过光生伏打效应也能记录位相光栅,而且在一些高阻铁电体如  $\text{LiNbO}_3$  中,这种位相光栅的大小( $\Delta n$ )有时超过扩散所形成的光栅。

另外,扩散理论至少不能解决前面所提到的某些实验现象,而光生伏打效应却提供了解决的途径。第一,扩散机制不能解释偏振记录现象,它显然是光生伏打效应作用的结果。第二,光折变现象中有很多各向异性,其中一些与线性电光效应的张量性质有关,比如因为  $\text{LiNbO}_3$  晶体的线性电光系数  $\gamma_{223}$  大于  $\gamma_{222}$ ,这使得在晶体光轴方向更容易形成光折变光栅。但是仍然有其它一些各向异性现象用扩散机制解决不了。在聚焦激光束对垂轴切割的  $\text{LiNbO}_3$  晶体的散射实验<sup>[7,8]</sup>中,当光束逆光轴入射时,可以观察到晶体前方和后方都有锥状散射;而当光束顺着光轴入射时,没有任何散射环出现。通常这种光折变晶体中的散射现象用光束对“噪音栅”的衍射来解释。可是上面提到的这种散射的单向性是由扩散理论+噪音栅机制所不能解决的。光生伏打效应提供了载流子单向运输的机制,故有可能解释这个现象。第三,如文献[6]所介绍的光折变晶体在非线性空间滤波中的作用,对于这种均匀光照或准均匀光照的情况,只有用光伏机制加以解释,而扩散机制是无能为力的。

因此,在光折变理论的载流子运输机制中,扩散与光生伏打效应应占有同样重要的地位。根据各种条件的不同,有时扩散起主要作用,有时光生伏打效应起主要作用。在记录光折变光栅方面,如用高阻铁电体进行全息记录时,光生伏打光栅往往大于扩散所形成的光栅。而在两波耦合能量转移的实验中,由于圆光生伏打效应在大多数情况下不存在,线性光生伏打效应形成的零相移(或相移为  $\pi$ )光栅就会带来不利的影晌。这时应当努力想办法增强扩散,而减小光生伏打效应的作用。

### 参 考 文 献

- 1 B. I. Sturman, V. M. Fridkin. The photovoltaic and photorefractive effects in noncentrosymmetric materials. Gordon and Breach Science Publishers, 1992
- 2 A. M. Glass, D. Von der Linde, T. J. Negran. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in  $\text{LiNbO}_3$ . *Appl. Phys. Lett.*, 1974, 25: 233
- 3 刘思敏,郭 儒,凌振芳 编著. 光折变非线性光学. 北京: 中国标准出版社, 1992
- 4 凌振芳,郭 儒,刘思敏 等. 光折变效应和带运输模型. *物理*, 1991, 20(11): 670
- 5 张治国. 光折变效应和  $\text{BaTiO}_3$  晶体. *物理*, 1989, 18(5): 279
- 6 张静江,赵云英,徐玉恒 等. 光折变晶体作为相衬滤波器的研究. *光学学报*, 1994, 14(3): 318
- 7 赵云英,张静江,王青松 等. 光折变晶体  $\text{LiNbO}_3$  的横向效应. *激光杂志*, 1994, 15(1): 37
- 8 黄卫红,张静江,曹惠贤. 反常光生伏打效应对铁电体光折变效应的贡献. *中国激光*, 1995, A22(9): 705
- 9 V. I. Bellnicher, B. I. Sturman. The photogalvanic effect in media lacking a center of symmetry. *Sov. Phys. Usp.*, 1980, 23(3): 199
- 10 Pochi Yeh. Introduction to photorefractive nonlinear optics. John Wiley & Sons, Inc. 1993
- 11 V. M. Fridkin. Photoferroelectrics. Springer-Verlag, 1979
- 12 A. M. Glass, D. Von der Linde, D. H. Auston *et al.*. Excited state polarization, bulk photovoltaic effect and the photorefractive effect in electrically polarized media. *J. of Electr. Mater.*, 1975, 4: 915
- 13 Cailong Bao, Jingjiang Zhang. Color image phase conjugation in photorefractive crystals  $\text{Fe}:\text{LiNbO}_3$ . *Appl. Opt.*, 1990, 29(18): 2707
- 14 N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov *et al.*. Holographic storage in electrooptic crystals, I. steady state. *Ferroelectrics*, 1979, 22: 949

## Photovoltaic Effect and the Generation of the Photorefractive Grating

Meng Lei Cao Huixian Zhang Jingjiang

(Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875)

**Abstract** The band transport model is now a widely accepted photorefractive theory. In this model, diffusion mechanism acts as a main role and in some cases two modifications, i. e., drift under an applied field and the photovoltaic effect, are added. Actually, the photovoltaic effect should always be considered as important as the diffusion, and in the case of ferroelectrics, e. g.,  $\text{LiNbO}_3$ , this effect often dominates over the latter and thus becomes the main photorefractive mechanism. In this paper, the phenomenological theory of photovoltaic effect was developed and an all-around analysis for the formation of the photorefractive grating is given.

**Key words** photovoltaic effect, photorefractive effect, phase grating, band transport model

\*\*\*\*\*

## 关于申请“中国光学学会科技奖”的通知

中国科学院院士、中国工程院院士王大珩教授设立的《中国光学学会科技奖》从 1996 年已经开始执行。

1996 年度的《中国光学学会科技奖(全国范围)》获得者为:

龚旗煌教授 (北京大学)

曹健林教授 (中国科学院长春光机所)

并已于 1997 年 7 月 8~11 日在天津南开大学举行的中国光学学会和美国光学学会联合举办的《固体激光器——材料与应用》国际专题学术会议的开幕式上为他们颁发了奖状和奖金。

1998 年度《中国光学学会科技奖(全国范围)》的发奖仪式将于 1998 年 8 月 3~6 日在天津南开大学举行的国际光学委员会(International Commission for Optics ICO)的“信息高速公路中的光学”专题学术会议(ICO Topical Meeting “Optics for Information Infrastructure”)上举行。为此要比原规定的时间提前受理申请。请要申请上述科技奖的同志速与第一届《中国光学学会科技奖》全国评选小组索取申请表格。并于 1998 年 4 月 30 日以前将填好的申请表格寄回。

联系人:战元龄教授

通信地址:天津市南开大学现代光学研究所 邮政编码:300071

电 话:(022)23505503

传 真:(022)23503118

e-mail: zha@sun.nankai.edu.cn

中国光学学会