

外加电场作用下光折变晶体的 各向异性自衍射*

姜永远 孙秀冬 李 焱 周忠祥 孙万钧 许克彬

(哈尔滨工业大学应用物理系 哈尔滨 150001)

提要 对于晶体 c 轴平行于入射面的实验配置, 观察到了掺杂钾铌酸锶钡(KNSBN) 晶体在外加电场作用下的各向异性自衍射现象; 同时给出了包含光栅波矢空间分布和空间电荷场二阶分量作用的各向异性自衍射的耦合波方程及其数值解, 理论分析和实验结果都表明各向异性自衍射光来自于两束入射光的共同作用。

关键词 各向异性自衍射, 外加电场, 耦合波方程, 掺杂 KNSBN 晶体

1 引 言

光折变光致散射的产生在于入射光与散射光写入噪音相位栅的同时, 入射光又作为读出光分别通过各向同性衍射与各向异性衍射向散射光转移能量, 从而得到了不同形式的各向同性^[1-4]与各向异性^[5-9]衍射光的放大。各向异性自衍射首先由 Kukhtarev 等^[5]提出, 并首次在 BaTiO₃ 晶体中观察到。以后人们利用这一过程在不同晶体中分别实现了空间光调制^[10]、全息干涉计量^[11]、矩阵与矩阵的乘法^[12]等操作。各向异性自衍射的产生需同时满足两个条件, 即相位匹配条件和相应的调制介电张量元 $\delta\epsilon_{ij}$ 不为零。前者决定各向异性自衍射的方向, 后者决定各向异性自衍射的强度。

据已有的文献报道, 光折变晶体中的各向异性自衍射只局限于晶体 c 轴垂直于入射面的各向异性组态^[6]。本文利用掺杂 KNSBN 晶体在外加电场作用下, 对于晶体 c 轴平行于入射面的实验配置, 同样观察到各向异性自衍射现象; 并且从相位匹配条件给出了产生各向异性自衍射的入射光束的临界角和衍射光束在晶体外的传播角; 同时给出了包含光栅波矢空间分布和空间电荷场二阶分量作用的各向异性自衍射的耦合波方程及其数值解。理论分析和实验结果都表明各向异性自衍射光来自于两束入射光的共同作用。

2 理论分析

在光折变晶体中, 由入射光波所写入的相位光栅又引起入射光及其散射光间的相互耦合, 从而使它们的光强和相位随传播距离而不断变化。光波的这种变化又影响后继光栅的写入和

* 黑龙江省自然科学基金资助项目。

衍射, 这样在光折变晶体中所记录的是一种动态的体相位光栅。对于负单轴晶体掺杂 KNS-BN, 在晶体 c 轴平行于入射面的实验配置情形下, 如果用两束平面光波 I_1, I_2 照射晶体, 它们在晶体内部形成光强分布

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos(\vec{K}_g \cdot \vec{r}) = I_0 [1 + m \cos(\vec{K}_g \cdot \vec{r})] \quad (1)$$

式中 m 为调制度, 入射总光强 $I_0 = I_1 + I_2$ 。在外加电场不存在时, 扩散场将起主要作用, 通过光折变效应, 在晶体内部记录的是一种非局域响应的相移型光栅, 即相位栅的光栅波矢与干涉条纹的空间相移 $\phi = \pi/2$, 这时入射光束之间的能量耦合是相当明显的。施加外电场会减小相移 ϕ , 这对稳态能量转移是不利的, 但它将导致入射光束之间的相位转移。双光束耦合的相位变化将引起光栅的弯曲, 所以在分析中应考虑光栅波矢 \vec{K}_g 的空间分布, 即单位光栅矢量可以表示为

$$\hat{K} = \sin\alpha \cos\beta \hat{i} + \sin\alpha \sin\beta \hat{j} + \cos\alpha \hat{k} \quad (2)$$

式中 α 为 \hat{K} 与 z 轴的夹角, β 为 \hat{K} 在 $x-y$ 平面的投影与 x 轴的夹角。光栅波矢的这种空间分布是产生各向异性自衍射的最主要原因。同时, 施加外电场也将增强光折变晶体内部的空间调制电荷场, 即空间电荷场的高次谐波分量将不可忽略。空间电荷场高阶分量的存在将导致各向同性高阶衍射光^[6]的出现, 也会对各向异性衍射产生一定的影响。本文将考虑空间电荷场的二阶分量对各向异性自衍射的作用。讨论中忽略二阶分量间的相互作用, 也忽略二阶电场对一阶电场的影响, 即假设以前关于空间电荷场基频分量的结论仍然成立, 则空间电荷场可以写为

$$\begin{aligned} \vec{E}_{sc} = \text{Re}[\vec{E}_1 \exp(j\vec{K}_g \cdot \vec{r}) + \vec{E}_2 \exp(j2\vec{K}_g \cdot \vec{r})] = \\ \text{Re}[mE_1' \exp(j\vec{K}_g \cdot \vec{r}) \hat{K} + m^2 E_2' \exp(j2\vec{K}_g \cdot \vec{r}) \hat{K}] \end{aligned} \quad (3)$$

空间电荷场的基频分量与调制度 m 成正比, 二阶分量与 m^2 成正比^[9], 且空间电荷场基频分量与二阶分量符号相反^[13]。因此, 本文将讨论光栅矢量为 \vec{K}_g 和 $2\vec{K}_g$ 的相位光栅对入射光的衍射。假设衍射光的频率与入射光的频率相同, 晶体 c 轴沿 z 方向, o 光的折射率为 n_o , e 光的折射率取决于它的传播方向, 即

$$\frac{1}{n^2(\theta_i)} = \frac{\cos^2\theta_i}{n_o^2} + \frac{\sin^2\theta_i}{n_e^2} \quad (4)$$

式中 θ_i 为异常偏振光束在晶体内部的传播方向与晶体光轴间的夹角。

2.1 相位匹配条件

图 1 示出了晶体 c 轴平行于入射面情形下, 负单轴晶体中各向异性自衍射的产生所需要的相位匹配条件

$$\vec{k}_3 - \vec{k}_1 = \vec{k}_2 - \vec{k}_4 = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \vec{K}_g, \quad \vec{k}_3 - \vec{k}_2 = \vec{k}_1 - \vec{k}_4 = 2\vec{K}_g \quad (5)$$

两束异常偏振的写入光 \vec{k}_1 和 \vec{k}_2 记录了波矢为 $\vec{K}_g = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ 的相位光栅。如果矢量 $\vec{k}_1 \pm \vec{K}_g$ 和 $\vec{k}_2 \pm \vec{K}_g$ 的端点落在波矢面上, 则波矢 \vec{k}_1 和 \vec{k}_2 便会由此光栅自衍射出寻常偏振的光波 \vec{k}_3 和 \vec{k}_4 。在我们的分析中, 同时考虑了二阶光栅作用, 即矢量 $\vec{k}_1 - 2\vec{K}_g$ 和 $\vec{k}_2 + 2\vec{K}_g$ 的端点也落在波矢面上, 这说明波矢 \vec{k}_1 和 \vec{k}_2 经由 $2\vec{K}_g$ 光栅衍射出寻常偏振的光波 \vec{k}_3 和 \vec{k}_4 。从相位匹配条件式(5)可得入射光束临界角 θ' 及衍射光束在晶体外的传播角 φ' 分别为

$$\sin\theta' = \sqrt{\frac{(n_o^2 - n_e^2)n_e^2}{7n_e^2 + n_o^2}}, \quad \sin\varphi' = 3\sin\theta' \quad (6)$$

式中, n_o, n_e 分别为晶体寻常光与异常光的主折射率。

2.2 各向异性自衍射的耦合波方程及其数值解

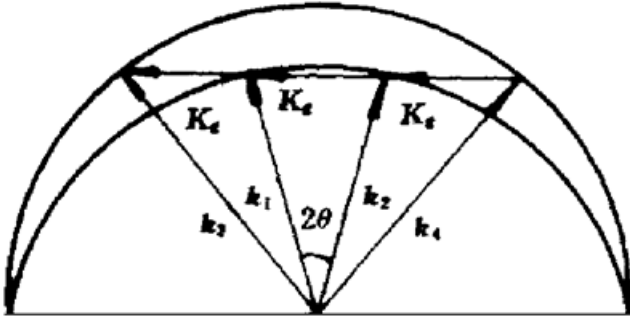
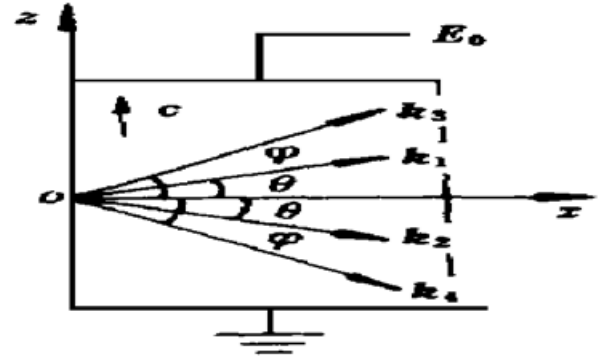


图 1 各向异性自衍射相位匹配条件波矢图

Fig. 1 Wave vector diagram of the phase matching condition for anisotropic self-diffraction

图 2 晶体 c 轴平行于入射面情形的各向异性自衍射实验示意图Fig. 2 Schematic diagram of anisotropic self-diffraction when the c -axis is parallel to the incidence plane

在晶体中, 两束异常偏振的写入光 \vec{k}_1 和 \vec{k}_2 在 xoz 平面与 x 轴的夹角分别为 θ 和 $-\theta$, 其偏振方向单位矢量为 $\hat{e}_1 = (-\sin\theta, 0, \cos\theta)$, $\hat{e}_2 = (\sin\theta, 0, \cos\theta)$, 如图 2 所示。寻常偏振的各向异性自衍射光 \vec{k}_3 和 \vec{k}_4 在 xoz 平面与 x 轴的夹角分别为 φ 和 $-\varphi$, 其偏振方向单位矢量为 $\hat{e}_3 = \hat{e}_4 = (0, 1, 0)$ 。假设各波振幅只是 x 的函数, 则晶体中光波合场强可表示为

$$\vec{E} = \sum_i^4 \vec{E}_i = \sum_i^4 A_i(x) \exp[-j(\vec{k}_i \cdot \vec{r})] \hat{e}_i \quad (7)$$

此时入射异常偏振光波矢量为 $|\vec{k}_1| = |\vec{k}_2| = kn$, 而各向异性自衍射寻常偏振光波矢量为 $|\vec{k}_3| = |\vec{k}_4| = kn_0$ 。

各向异性光折变晶体中的矢量波动方程为

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) + \vec{k} \vec{E} = 0 \quad (8)$$

复数波矢量 \vec{k} 满足

$$\vec{k} = k^2 \mu_r \tilde{\epsilon} + j\omega\mu\sigma \quad \tilde{\epsilon} = \epsilon_0 + \delta\tilde{\epsilon} \quad (9)$$

$\tilde{\epsilon}$ 为晶体的相对介电张量; 对于非磁性物质, 其相对磁导率 $\mu_r = 1$; 这里假设电导率 σ 不产生调制, 即只考虑相位光栅的衍射效应。在我们的分析中, 同时考虑空间电荷场二阶分量的作用, 则相对介电张量的改变可以写为

$$\begin{aligned} \delta\tilde{\epsilon} &= \delta\epsilon_1 \cos(\vec{K}_g \cdot \vec{r} + \phi_1) + \delta\epsilon_2 \cos(2\vec{K}_g \cdot \vec{r} + \phi_2) \\ \delta\epsilon_1 &= -\tilde{\epsilon} \cdot (\vec{Y} \cdot \vec{E}_1) \cdot \tilde{\epsilon} = -mE_1 [\tilde{\epsilon} \cdot (\vec{Y} \cdot \vec{K}) \cdot \tilde{\epsilon}] \\ \delta\epsilon_2 &= -\tilde{\epsilon} \cdot (\vec{Y} \cdot \vec{E}_2) \cdot \tilde{\epsilon} = -m^2 E_2 [\tilde{\epsilon} \cdot (\vec{Y} \cdot \vec{K}) \cdot \tilde{\epsilon}] \end{aligned} \quad (10)$$

其中 ϕ_1 和 ϕ_2 分别为空间电荷场基频分量和二阶分量相对于干涉图样的空间相移。将式(7)代入波动方程式(8)并利用相位匹配条件式(5), 采用慢变化振幅近似^[14], 可得耦合波方程如下

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dx} - \frac{\mu c \sigma}{2n \cos \theta} A_1 &= \frac{k \sin \phi_1}{4n \cos \theta} (-\hat{e}_1 \delta\epsilon_1 \hat{e}_2 A_2 + \hat{e}_1 \delta\epsilon_1 \hat{e}_3 A_3) - \frac{k \sin \phi_2}{4n \cos \theta} \hat{e}_1 \delta\epsilon_2 \hat{e}_4 A_4 \\ \frac{dA_2}{dx} - \frac{\mu c \sigma}{2n \cos \theta} A_2 &= \frac{k \sin \phi_1}{4n \cos \theta} (\hat{e}_2 \delta\epsilon_1 \hat{e}_1 A_1 - \hat{e}_2 \delta\epsilon_1 \hat{e}_4 A_4) + \frac{k \sin \phi_2}{4n \cos \theta} \hat{e}_2 \delta\epsilon_2 \hat{e}_3 A_3 \\ \frac{dA_3}{dx} - \frac{\mu c \sigma}{2n_0 \cos \varphi} A_3 &= -\frac{k \sin \phi_1}{4n_0 \cos \varphi} \hat{e}_3 \delta\epsilon_1 \hat{e}_1 A_1 - \frac{k \sin \phi_2}{4n_0 \cos \varphi} \hat{e}_3 \delta\epsilon_2 \hat{e}_2 A_2 \\ \frac{dA_4}{dx} - \frac{\mu c \sigma}{2n_0 \cos \varphi} A_4 &= \frac{k \sin \phi_1}{4n_0 \cos \varphi} \hat{e}_4 \delta\epsilon_1 \hat{e}_2 A_2 + \frac{k \sin \phi_2}{4n_0 \cos \varphi} \hat{e}_4 \delta\epsilon_2 \hat{e}_1 A_1 \end{aligned} \quad (11)$$

晶体中总光强 $I = \sum_{i=1}^4 I_i = \sum_{i=1}^4 |A_i|^2$, 代入方程组(11), 忽略晶体吸收的影响, 可以得到光强耦合方程

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{dx} &= \frac{\Gamma_1}{I_0} I_2 I_1 - \frac{\Gamma_2 I_1}{I_0} \sqrt{I_3 I_2} + \frac{\Gamma_3 I_2 I_1}{I_0^2} \sqrt{I_4 I_1} \\ \frac{dI_2}{dx} &= -\frac{\Gamma_1}{I_0} I_1 I_2 + \frac{\Gamma_2 I_2}{I_0} \sqrt{I_4 I_1} - \frac{\Gamma_3 I_1 I_2}{I_0^2} \sqrt{I_3 I_2} \\ \frac{dI_3}{dx} &= \frac{\Gamma_2 I_1}{I_0} \sqrt{I_2 I_3} + \frac{\Gamma_3 I_1 I_2}{I_0^2} \sqrt{I_2 I_3} \\ \frac{dI_4}{dx} &= -\frac{\Gamma_2 I_2}{I_0} \sqrt{I_1 I_4} - \frac{\Gamma_3 I_1 I_2}{I_0^2} \sqrt{I_1 I_4} \end{aligned} \quad (12)$$

式中

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \frac{k \sin \phi}{n \cos \theta} E_1' (-n_o^4 \gamma_{13} \cos \alpha \sin^2 \theta + n_e^4 \gamma_{33} \cos \alpha \cos^2 \theta) \\ \Gamma_2 &= \frac{k \sin \phi}{n \cos \theta} E_1' (n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} \sin \alpha \sin \beta \cos \theta) = \frac{k \sin \phi}{n_o \cos \theta} E_1' (n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} \sin \alpha \sin \beta \cos \theta) \\ \Gamma_3 &= \frac{2k \sin \phi}{n \cos \theta} E_2' (n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} \sin \alpha \sin \beta \cos \theta) = \frac{2k \sin \phi}{n_o \cos \theta} E_2' (n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} \sin \alpha \sin \beta \cos \theta) \end{aligned} \quad (13)$$

由耦合波方程(12)不难看出, 若 $\Gamma_1 > 0$, 将会导致光能流从光束 2 到光束 1 的不可逆转移, 这是一般的二波耦合作用的结果。若 $\Gamma_2 > 0$, 四波耦合项 $\frac{\Gamma_2 I_1}{I_0} \sqrt{I_2 I_3}$ 和 $\frac{\Gamma_2 I_2}{I_0} \sqrt{I_1 I_4}$ 的作用是分别通过光束 I_1 和 I_2 利用一阶光栅使光能在光束 I_2 与 I_3 和光束 I_1 与 I_4 之间转移; 另一类四波耦合作用项 $\frac{\Gamma_3 I_1 I_2}{I_0^2} \sqrt{I_4 I_1}$ 和 $\frac{\Gamma_3 I_1 I_2}{I_0^2} \sqrt{I_3 I_2}$, 在 $\Gamma_1, \Gamma_2 > 0$ 时, 必有 $\Gamma_3 < 0$ ^[13], 其结果是分别通过光束 I_1 和 I_2 利用二阶光栅使光能在光束 I_1 与 I_4 和光束 I_2 与 I_3 之间转移, 即各向异性自衍射光 I_3 和 I_4 是由两部分组成的, 一部分来自一阶光栅的衍射, 另一部分来自二阶光栅的衍射, 是两束入射光共同作用的结果。

方程组(12)是一组非线性耦合方程, 其数值解表示在图 3 中。取参数 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $n_o = 2.31$, $n_e = 2.27$ ^[15], $\theta = 3.73^\circ$, $I_0 = 20 \text{ mW}$; 由方程式(13)可知, $\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = \frac{-n_o^4 \gamma_{13} \cos \alpha \sin^2 \theta + n_e^4 \gamma_{33} \cos \alpha \cos^2 \theta}{n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} \sin \alpha \sin \beta \cos \theta}$, $\Gamma_3 = \frac{E_1'}{2E_2'}$, 对于掺杂 KNSBN 晶体, 其电光系数 γ_{42}, γ_{33} 较大, 而 γ_{13} 较小; 且在外加电场小于饱和场时, 空间电荷场基频分量比二阶分量要大得多, 空间相位失配角 α, β 也较小, 故近似取 $\Gamma_1 = 1.99, \Gamma_2 = 1.90, \Gamma_3 = -0.18$; 取边值 $I_3(0) \approx I_4(0) \approx 0.001$ 。这里 $I_3(0)$ 和 $I_4(0)$ 不能取零值, 因为计算过程需要一定的种子光束来启动。图 3 中的曲线分别代表光强 I_1, I_2, I_3 和 I_4 随传播距离 x 的变化。图 3(a), (b) 和 (c) 分别代表光强比 $\beta = I_1/I_2 = 2, 1, 0.5$ 三种耦合情况的光强分布。

3 实验与结果

实验中采用 He-Ne 激光为光源 ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$), 样品为 Ce·KNSBN 晶体, 其尺寸为 $0.4 \text{ cm} \times 0.4 \text{ cm} \times 0.5 \text{ cm}$ 。He-Ne 激光束经半波片调整以保证其为异常偏振光, 再由分束镜分成两光束分别以 $\theta', -\theta'$ 的角度入射到 Ce·KNSBN 晶体上。观察屏置于晶体后面, 用于观察衍

射图样。为了鉴别衍射光的偏振特性, 将检偏镜置于晶体和观察屏之间, 详细观察了晶体 c 轴平行于入射面情形下, 掺杂 KNSBN 晶体在外加电场作用下的各向异性自衍射现象。由方程 (6) 可求得 $\theta' = 8.68^\circ$, 这与实验测量值 $\theta' = 8.50^\circ$ 基本符合。

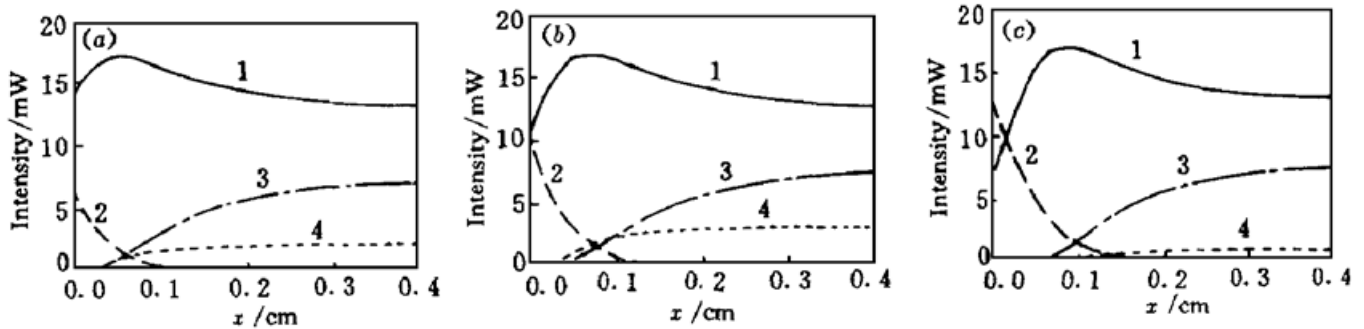


图 3 光强 $I_j(j = 1, 2, 3, 4)$ 随传输距离变化的数值结果

Fig. 3 Numerical results of light intensity $I_j(j = 1, 2, 3, 4)$ varying with the transmitted distance

(a) $\beta = 2$; (b) $\beta = 1$; (c) $\beta = 0.5$. 1: I_1 ; 2: I_2 ; 3: I_3 ; 4: I_4

实验中观察到没有外加电场时, 各向异性自衍射并不产生, 但是两入射光束之间的能量耦合是相当明显的, 这是普通意义上的光折变二波耦合过程; 如果施加一直流电场, $E_0 \approx 5 \text{ kV/cm}$, 则各向同性自衍射与各向异性自衍射可同时观察到, 实验结果如图 4 所示; 此时挡上一束入射光, 除了各向同性自衍射光, 两束各向异性自衍射光也可观察到, 这说明入射光束 $I_1(I_2)$ 在经由各向同性自衍射向另一束入射光 $I_2(I_1)$ 转移能量的同时, 还经由各向异性自衍射向衍射光 I_3 和 I_4 转移能量, 即各向异性自衍射光 I_3 和 I_4 来自于两束入射光的共同作用。这与我们的分析一致。

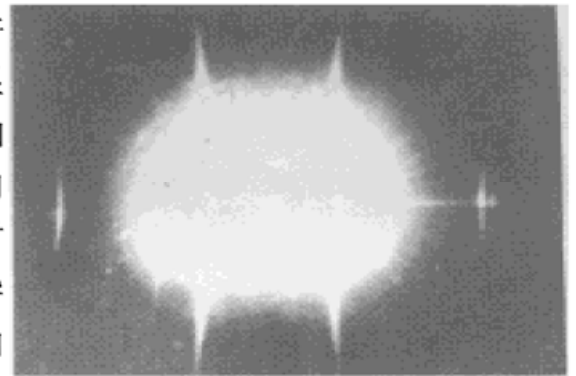


图 4 Ce:KNSBN 晶体在 $2\theta' = 17.0^\circ$ 时的各向异性自衍射图样

Fig. 4 Anisotropic self-diffraction pattern in Ce:KNSBN crystal with $2\theta' = 17.0^\circ$

4 结 论

本文详细研究了掺杂 KNSBN 晶体在外加电场作用下的各向异性自衍射过程, 给出了包含光栅波矢空间分布和空间电荷场二阶分量作用的各向异性自衍射的耦合波方程及其数值解, 理论分析和实验结果都表明各向异性自衍射光来自于两束入射光的共同作用。对于晶体 c 轴平行于入射面的实验配置, 施加外电场可以明显地增强空间电荷场的高次谐波分量, 本文只考虑了空间电荷场的二阶分量对各向异性自衍射的影响; 外加电场也将导致入射光束间的相位耦合, 从而引起光栅的弯曲, 所以在分析中考虑了光栅矢量的空间分布, 理论分析表明光栅波矢的这种空间分布是产生各向异性自衍射的最主要原因。

参 考 文 献

- 1 Z. G. Zhang, G. Hu, X. Wu *et al.*. Isotropic conical scattering in BaTiO₃. *Optics Comm.*, 1988, **69** (1): 66~ 70
- 2 Guo Ru, Liu Simin, Ling Zhenfang *et al.*. Multiwave mixing in local-response LiNbO₃:Fe crystal. *Acta*

- Physica Sinica* (物理学报), 1994, **43**(12) : 1973~ 1978 (in Chinese)
- 3 Sun Wanjun, Zhou Zhongxiang, Zhang Jingwen *et al.*. High-order diffraction effect in photorefractive crystal LiNbO₃. *J. Harbin Institute of Technology* (哈尔滨工业大学学报), 1995, **27**(4) : 35~ 38 (in Chinese)
 - 4 L. Au, L. Solymar. Higher diffraction orders in photorefractive materials. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1988, **24**(2) : 162~ 168
 - 5 N. V. Kukhtarev, E. Krätzig, H. C. Kùlich *et al.*. Anisotropic selfdiffraction in BaTiO₃. *Appl. Phys. B*, 1984, **35**(1) : 17~ 21
 - 6 D. A. Temple, C. Warde. Anisotropic scattering in photorefractive crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, **3**(2) : 337~ 341
 - 7 Xu Jingjun, Zhang Guangyin, Liu Simin *et al.*. Anisotropic light-induced scattering by photorefractive four-wave mixing in *c*-cut LiNbO₃·Fe crystal sheet. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 1994, **43**(12) : 2059~ 2064 (in Chinese)
 - 8 Bian Shaoping, Zhang Jingwen, Xu Kebin *et al.*. Anisotropic diffraction in doped KNSBN photorefractive crystal. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 1993, **42**(4) : 681~ 689 (in Chinese)
 - 9 D. A. Temple, C. Warde. High-order anisotropic diffraction in photorefractive crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1988, **5**(8) : 1800~ 1805
 - 10 E. Voit, P. Günter. Photorefractive spatial light modulation by anisotropic self-diffraction in KNbO₃ crystals. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(10) : 769~ 771
 - 11 R. C. Troth, J. C. Dainty. Holographic interferometry using anisotropic self-diffraction in Bi₁₂SiO₂₀. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(1) : 53~ 55
 - 12 C. Sun, M. Chang, K. Hsu. Matrix-matrix multiplication by anisotropic self-diffraction in BaTiO₃. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(20) : 4501~ 4507
 - 13 R. Saxena, T. Y. Chang. Perturbative analysis of higher-order photorefractive gratings. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1992, **9**(8) : 1467~ 1472
 - 14 H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell. Sys. Tech. J.*, 1969, **48**(9) : 2909~ 2961
 - 15 X. F. Yue, Z. S. Shao, X. L. Lu *et al.*. Studies on the formation of the self-pumped phase conjugation in a Cu-doped KNSBN crystal. *Optics Comm.*, 1992, **89**(1) : 59~ 62

Anisotropic Self-diffraction in Photorefractive Crystals with an External Electric Field

Jiang Yongyuan Sun Xiudong Li Yan Zhou Zhongxiang Sun Wanjun Xu Kebin
(Department of Applied Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

Abstract Anisotropic self-diffraction in doped KNSBN crystals has been observed when an external electric field is applied for the experimental configuration where the *c*-axis is parallel to the incidence plane. The coupled wave equations and their numerical solutions including the space distribution of a grating vector and the second order space electric field are presented. Both theoretical analysis and experimental results show that the anisotropic self-diffracted light arises from the contribution of both incident beams.

Key words anisotropic self-diffraction, external electric field, coupled wave equation, doped KNSBN crystal