

Mn:KNSBN 晶体在 632.8 nm 处高读出效率 全息存储及电光张量元相对值估算*

余卫龙 李庆行 余振新 高兆兰 张庆伦 陈焕鑫
(中山大学激光与光谱学研究所, 广州 510275) (山东大学晶体所)

摘要: 微瓦级的 He-Ne 激光器在掺 Mn 的 KNSBN 晶体中实现反射全息存储, 最大净读出效率达 60%。在本工作的实验条件下, 理论和实验皆证明, 用弱的物光和强的参考光可获得大的读出效率。在耦合系数为常数的范围内, 测定了电光张量元之比。

关键词: 全息存储, 二波耦合

Efficient read-out holographic storages in Mn:KNSBN crystal at 632.8 nm and the estimation of ratios of electro-optical tensor elements of crystal

She Weilong, Li Qingxing, Yu Zhenxin, Gao Zhaolan
(Institute for Laser and Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou)

Zhang Qilun, Chen Huanchu
(Institute for Crystal Materials, Shandong University, Jinan)

Abstract: Reflecting holographic storages with a read-out efficiency of up to 60% are obtained in Mn doped KNSBN crystal by using He-Ne laser beams of μW powers. It is found theoretically and experimentally that high read-out efficiency can be realized with a weak object beam and a strong reference beam in the conditions of our experiments. The ratios of electrooptical tensor elements of the crystal are estimated within the range of the constant coupling factor.

Key words: holographic storage, two-wave mixing

一、引 言

无掺杂的 SBN 晶体和无掺杂的 KNSBN 晶体对波长为 632.8 nm 的光吸收很弱, 光折变灵敏度比较低, 不适合用廉价、低功率的 He-Ne 激光器作为全息存储的光源。掺 Ce 的 SBN

收稿日期: 1991 年 1 月 15 日。

* 国家自然科学基金资助项目。

率如图 2(b) 所示。由图 2 可看到, 弱的物光光强和强的参考光光强对全息存储有利。这在实际应用中是很有意义的。当物光功率为 0.018 mW 时, 全息存储的最大读出效率达 60%。

固定物光束的功率为 0.6 mW, 改变参考光束功率, 记录 $I_{20}(t)$ 。 $I_{20}(t)$ 的变化规律也就反映了全息光栅随时间的变化规律。记录的结果如图 3(a) 所示。再固定参考光束的功率为 0.75 mW, 改变物光束功率, 同样记录 $I_{20}(t)$, 结果由图 3(b) 给出。记 $I_{20}(0)$ 为打开 I_1 后的 $I_{20}(t)$ 初始值。若定义全息光栅建立的时间常数 τ 为 $I_{20}(t)$ 从 $I_{20}(0)$ 变到 $(1 - e^{-1}) [I_{20}(\infty) - I_{20}(0)]$ 所用的时间, 则由图 3 看到, 在我们的实验条件下, 时间常数 τ 约在 19~33s 之间, 而且总入射光强越大, τ 越小。

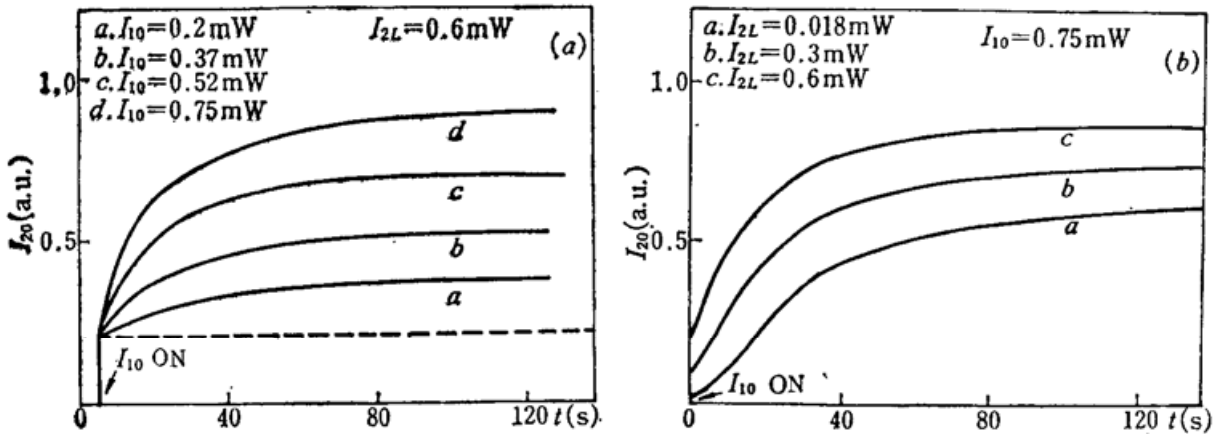


Fig. 3 The setting up characteristics of holographic gratings

在 $I_{10} = 0.65 \text{ mW}$, $I_{2L} = 0.018 \text{ mW}$ 条件下, 先建立全息光栅并使其达到稳定, 关闭物光 I_{2L} , 记录全息光栅的读出特性, 如图 4 所示。图 4 表明, 反射全息光栅可以几乎无损耗地被读出。

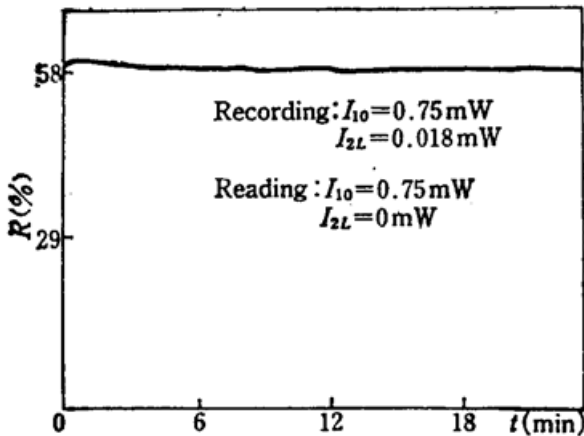


Fig. 4 The reading out characteristics of holographic gratings

2.2 理论解释

因全息存储过程是与反射光栅下的二波耦合过程相联系。所以可用有关的耦合波方程进行讨论。由图 1 及参考文献 [3], 可得反射光栅下的二波耦合方程组

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial y} = -\frac{r_1}{I_0} (A_1 A_2^*) A_2^* - \frac{1}{2} \alpha A_1 \\ \frac{\partial A_2^*}{\partial y} = -\frac{r_1}{I_0} (A_1 A_2^*) A_1 + \frac{1}{2} \alpha A_2^* \end{cases} \quad (1)$$

其中

$$I_0 = |A_1|^2 + |A_2|^2 \quad (2)$$

$$r_1 = -\frac{i\omega n_{11} e^{i\varphi_{11}}}{2c \cos \theta'} \quad (3)$$

$$n_{11} = \frac{R_{eff1} n_0^3 E_p}{2} \left[\frac{E_0^2 + E_d^2}{E_0^2 + (E_d + E_p)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

对 e 光

$$\begin{aligned} R_{eff1} = & \{ -n_e^4 r_{33} \sin \phi_1 \sin \phi'_1 + 2n_0^2 n_e^2 r_{42} \sin^2 [(\phi_1 + \phi'_1)/2] - n_0^4 r_{13} \cos \phi_1 \cos \phi'_1 \} \\ & \times \cos [(\phi_1 + \phi'_1)/2] / n_e n_0^3 \end{aligned} \quad (5)$$

这里 $E_d = K_B T K_{II} / e$, $E_P = e N_A^0 / (\epsilon K_{II})$, ϵ 是静电介电常数, K_{II} 是光栅矢长。 α 为晶体线性吸收系数除以 $\cos \theta'$, θ' 近似为光栅矢量与通光面法线的夹角。 Φ_1 和 Φ_1' 分别为晶体中 I_1 和 I_2 与晶体主光轴的夹角。在 I_1 与 I_2 的反向延长线的夹角很小的情况下, $\Phi_1 \approx \Phi_1' \approx 90^\circ - \theta'$, 这时(5)式化为

$$E_{\text{eff}1} = [-n_e^4 r_{33} + 2n_o^2 n_e^2 r_{42} - n_o^4 r_{13} \text{ctg}^2 \phi_1] \cdot \sin^2 \phi_1 \cos \phi_1 / n_o n_o \quad (6)$$

由方程组(1)可导出方程组

$$\left. \begin{aligned} I_1(y) I_2(y) &= I_1(0) I_2(0) e^{-(r_1+r_1^*)y} \\ \frac{d[I_2(y) - I_1(y)]}{dy} &= \alpha [I_1(y) + I_2(y)] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

令 $r_1 + r_1^* = \Gamma$, 可解得

$$I_2^2(y) \left| \frac{I_2(y)}{I_2(y) + \frac{2\alpha - \Gamma}{2\alpha + \Gamma} I_1(y)} \right|^{\frac{2\Gamma}{2\alpha - \Gamma}} = I_2^2(L) \left| \frac{I_2(L)}{I_2(L) + \frac{2\alpha - \Gamma}{2\alpha + \Gamma} I_1(L)} \right|^{\frac{2\alpha}{2\alpha - \Gamma}} \cdot e^{2\alpha(y-L)} \quad (8)$$

在两光束直径一样的情况下, 在(7)式的第一式及上式中可用光功率量代替光强进行计算。

为了解释物光功率小时全息存储读出效率大这一现象[见图(2)], 我们必须考察晶体中全息光栅调制度分布与物光束和参考光束功率的关系。晶体中全息光栅调制度与记录光场的关系为

$$m(y) = \frac{2A_1(y)A_2^*(y)}{I_0(y)} \quad (9)$$

设扩散机制起主要作用, 折射率光栅相对于光干涉场有 $\pi/2$ 的相移, r_1 为实数, A_1 和 A_2 也为实数, $A_1 = \sqrt{I_1}$, $A_2 = \sqrt{I_2}$, 由(7)式和(9)式可得

$$m(y) = \frac{2\sqrt{I_1(0)I_2(0)}e^{-\frac{1}{2}\Gamma y}}{I_2(y) + \frac{I_1(0)I_2(0)}{I_2(y)}e^{-\Gamma y}} \quad (10)$$

可见, 已知入射光强 $I_1(0)$ 以及 $I_2(y)$, 即可求得 $m(y)$ 。在(7)式的第一式中令 $y=L$, 解出 $I_1(L)$ 代入(8)式再令 $y=0$ 得

$$\begin{aligned} I_2^2(0) \left| \frac{I_2(0)}{I_2(0) + \frac{2\alpha - \Gamma}{2\alpha + \Gamma} I_1(0)} \right|^{\frac{2\Gamma}{2\alpha - \Gamma}} \\ = I_2^2(L) \left| \frac{I_2^2(L)}{I_2^2(L) + \frac{2\alpha - \Gamma}{2\alpha + \Gamma} I_1(0)I_2(0)e^{-\Gamma L}} \right|^{\frac{2\Gamma}{2\alpha - \Gamma}} e^{-2\alpha L} \end{aligned} \quad (11)$$

这是一个关于 $I_2(0)$ 为未知量的方程。实验发现, 当 $\theta = 60^\circ$ 时, 晶体表面反射很微弱, 因此, 在上式中, $I_1(0)$ 和 $I_2(L)$ 可分别用入射光功率量 I_{10} 和 I_{2L} 代替进行计算。同理, 我们可以求得以 $I_2(y)$ 为未知量的方程

$$I_2^2(y) \left| \frac{I_2^2(y)}{I_2^2(y) + \frac{2\alpha - \Gamma}{2\alpha + \Gamma} I_1(0)I_2(0)e^{-\Gamma y}} \right|^{\frac{2\Gamma}{2\alpha - \Gamma}}$$

$$= I_2^2(L) \left| \frac{I_2^2(L)}{I_2^2(L) + \frac{2\alpha - \Gamma}{2\alpha + \Gamma} I_1(0) I_2(0) e^{-\Gamma L}} \right| e^{2\alpha(y-L)} \quad (12)$$

计算时, 先从(11)式解出 $I_2(0)$, 再代入(12)式解出 $I_2(y)$, 然后再将 $I_2(0)$ 和 $I_2(y)$ 一并代入(10)式计算 $m(y)$ 。

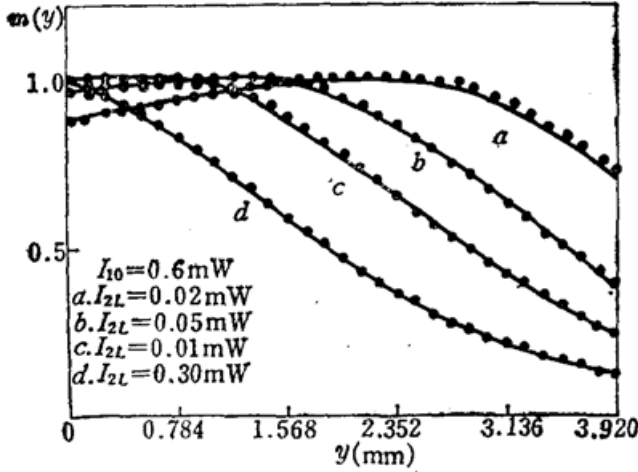


Fig. 5 The distributions of modulation index of refractive gratings in Mn:KNSBN crystal

现在的问题是先求出 Γ 。由[4]知道, 当 $I_{10} \sim 0.11$ mW 时, 方程组(1)可较好地解释二波耦合实验结果。当 $I_{10} = 0.11$ mW, $I_{2L} = 0.088$ mW 时, 由二波耦合测得 $I_{1L} = 0.038$ mW, $I_{20} = 0.056$ mW, 利用(7)式第一式算得 $\Gamma L = 2.913$, 再由 $L = 0.392$ cm, 又得 $\Gamma = 7.431$ cm⁻¹。另外已知 $n_0 = 2.162$, $n_e = 2.223$, 由 $\theta = 60^\circ$, 易得 $\theta' = 23.63^\circ$, 又知晶体对波长为 632.8 nm 的 e 光的线性吸收系数为 3.358 cm⁻¹, 算得 $\alpha = 3.665$ cm⁻¹。固定 $I_{10} = 0.06$ mW, 利用上面已知数据及(10), (11)和(12)各式, 通过数值计算, 求出各个 I_{2L} 值下的晶体

中光栅调制度的分布, 结果如图 5 上的点所示。用三次多项式对 $m(y)$ 的数值进行拟合, 得到

$$\begin{aligned} I_{2L} = 0.02 \text{ mW: } m(y) &= 0.488y + 3.018y^2 - 14.112y^3 + 0.878 \\ I_{2L} = 0.05 \text{ mW: } m(y) &= 1.647y - 10.020y^2 + 5.273y^3 + 0.937 \\ I_{2L} = 0.1 \text{ mW: } m(y) &= 1.599y - 18.469y^2 + 24.502y^3 + 0.973 \\ I_{2L} = 0.3 \text{ mW: } m(y) &= -1.708y - 8.136y^2 + 17.742y^3 + 0.987 \end{aligned} \quad (13)$$

拟合曲线为图 5 上的实线。

假定在读出过程折射率光栅的调制度分布 $m(y)$ 不变(至少在开始读出时可以做到), 我们就可以利用耦合波方程(1)来计算读出效率, 不过在读出过程中, 方程组中的 $r_1(A_1 A_2^*)/I_0$ 应由 $r_1 m(y)/2$ 代替, 即有

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial A_1'}{\partial y} &= -\frac{1}{2} r_1 m(y) A_2' - \frac{1}{2} \alpha A_1' \\ \frac{\partial A_2'^*}{\partial y} &= -\frac{1}{2} r_1 m(y) A_1'^* + \frac{1}{2} \alpha A_2'^* \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

仍考虑 A_1' 和 A_2' 为实数的情况, 在上面式子中的第一式两边乘以 A_2'/A_1' , 在第二式两边除以 A_1' , 再将第二式减去第一式得

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{A_2'}{A_1'} \right) = \frac{1}{2} r_1 m(y) \left[\left(\frac{A_2'}{A_1'} \right)^2 - 1 \right] + \alpha \left(\frac{A_2'}{A_1'} \right) \quad (15)$$

显然 $(A_2'/A_1')^2|_{y=0}$ 即是读出效率 R 。利用边界条件 $A_2'(L) = 0$ 及(13)式, 对方程(15)进行数值解, 获得读出效率: $I_{2L} = 0.02$ mW 时, $R = 11.3\%$; $I_{2L} = 0.05$ mW 时, $R = 10.2\%$; $I_{2L} = 0.1$ mW 时, $R = 8.9\%$; $I_{2L} = 0.3$ mW 时, $R = 5.4\%$ 。可见对固定的 I_{10} , I_{2L} 小时, 全息存储读出效率高, 与图 2 的实验结果是一致的。当 I_{10} 的值比较大时, [4]表明, 方程组(1)的解偏离了实验结果。但我们可以这样理解, 当 I_{2L} 较小时, 全息光栅调制度 $m(y)$ 在整条通光路径上皆有

比较大的值，因而它对读出光的反射率也比较大。这是反射全息存储比透射全息存储优越的一个方面。在透射全息存储过程中，若物光远弱于参考光，全息存储读出效率也很小^[5]。

读出过程中全息光栅损耗很小[见图 4]，这是由衍射光与读出光的相互作用引起的。在读出过程中，衍射光是物光的波前再现光，它充当物光的角色，与读出光相互干涉再次写入新的光栅，补偿了全息光栅在读出过程的损耗。

三、电光张量元相对值的估算

我们可以在耦合波方程保持有效的范围内，利用透射光栅下和反射光栅下二波耦合实验来估算电光张量元的相对值。为此，我们先作有关理论分析。

1. 理论

反射光栅下二波耦合方程及其解已在上文给出，下面，我们求出透射光栅下二波耦合方程的解并给出将要用到的公式。由图 6 及文献[3]，我们得到透射光栅下二波耦合波方程组

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial y} &= -\frac{\tau_2}{I_0} (A_1 A_2^*) A_2 - \frac{1}{2} \alpha A_1 \\ \frac{\partial A_2^*}{\partial y} &= \frac{\tau_2}{I_0} (A_1 A_2^*) A_1^* - \frac{1}{2} \alpha A_2^* \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

其中

$$\tau_2 = \frac{j\omega n_1 e^{-i\varphi_1}}{2c \cos \theta''} \quad (17)$$

$$n_I = -\frac{R_{\text{eff}2} n_0^3 E'_p}{2} \left[\frac{E'_0{}^2 + E'_d{}^2}{E'_0{}^2 + (E'_d + E'_p)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

θ'' 为 I_1 或 I_2 的折射角。 E'_0 为光伏场， $E'_d = K_B T K_I / e$ ， $E'_p = e N_A^0 / (s' K_I)$ 。 K_I 是透射光栅的光栅矢长，其它各量如前所述。对小角度 θ ，

$$R_{\text{eff}2}^0 \approx -\frac{n_e^3}{n_0^3} \tau_{33} \sin^2 \phi_2 \quad (19)$$

$$R_{\text{eff}2}^0 = -\tau_{13} \quad (20)$$

ϕ_2 是晶体中 I_1 与晶体主光轴的夹角。假定扩散机制起主要作用， $E_0 = 0$ ， $E'_0 = 0$ 。若以 o 光入射，对两个不同的入射角 θ_1 和 θ_2 ，由(17)，(18)和(20)各式有

$$\frac{(\tau_2^0 L)^{(1)}}{(\tau_2^0 L)^{(2)}} = \frac{\cos \theta''^{(2)}}{\cos \theta''^{(1)}} \frac{K_B T K_I^{(2)} / e + e N_A^0 / (s' K_I^{(2)})}{K_B T K_I^{(1)} / e + e N_A^0 / (s' K_I^{(1)})} \quad (21)$$

式中的上标(1)和(2)是指与 θ_1 和 θ_2 相应的量。故在两个不同的入射角下由实验确定 $(\tau_2^0 L)^{(1)}$ 和 $(\tau_2^0 L)^{(2)}$ 后即可进一步确定 $e N_A^0 / s'$ 。

在透射光栅下，忽略 o 光和 e 光记录的折射率光栅的光栅矢长的差异，由(17)至(20)各式有

$$\frac{\tau_2^0 L}{\tau_2^0 L} = \frac{n_e^3 \tau_{33} \sin^2 \phi_2}{n_0^3 \tau_{13}} = \frac{n_e^3 \tau_{33} \cos^2 \theta''}{n_0^3 \tau_{13}} \quad (22)$$

由这个式子可以确定比值 τ_{33} / τ_{13} 。利用(3)至(6)式及(17)至(20)式，注意 $\cos \theta'' \approx 1$ ， $\sin \phi_2$

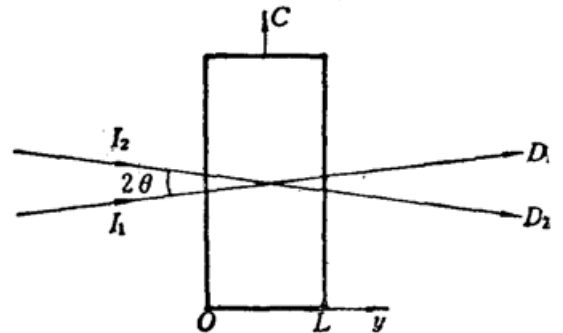


Fig. 6 Schematic of the experimental set up for two-wave mixing with transmissive gratings.

$= \cos \theta'$, 我们又可得到

$$\frac{r_1 L}{r_2^0 L} = \frac{[-n_e^4 r_{33} + 2n_0^2 n_e^2 r_{42} - n_0^4 r_{13} \operatorname{ctg}^2 \phi_1] \sin \phi_1 \cos \phi_1}{n_e n_0^3 r_{13}} \cdot \frac{K_B T K_I / e + e N_A^0 / (\epsilon' K_I)}{K_B T K_{II} / e + e N_A^0 / (\epsilon K_{II})} \quad (23)$$

由方程组(16)易解得

$$r_2 L = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{I_1(0) I_2(L)}{I_2(0) I_1(L)} \right] \quad (24)$$

在两耦合光束的直径一样的条件下, 可在上式中用入射光功率量 I_{10} 和 I_{20} 代替 $I_1(0)$ 和 $I_2(0)$, 用出射光功率量 I_{1L} 和 I_{2L} 代替 $I_1(L)$ 和 $I_2(L)$ 进行计算。因而(24)式可化为

$$r_2 L = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{I_{10} I_{2L}}{I_{20} I_{1L}} \right] \quad (25)$$

2. 实验及电光张量元相对值计算

图 6 是透射光栅下二波耦合实验简图。 I_1 和 I_2 关于晶面法线对称入射, 入射角为 θ 。下表是有关的实验结果及利用(25)式计算的 $r_2 L$ 值。

Polarization	$\theta(^{\circ})$	$I_{10}(\text{mW})$	$I_{20}(\text{mW})$	$I_{1L}(\text{mW})$	$I_{2L}(\text{mW})$	$r_2 L$
o light	2.5	0.113	0.0666	0.0147	0.0107	0.1055
o light	6.7	0.104	0.0670	0.0140	0.0108	0.0901
e light	2.5	0.080	0.0580	0.0146	0.0120	0.0627

现由已知的实验数据来估算电光张量元的相对值, 首先, 由 $\theta = 2.5^{\circ}$ 及 $n_e = 2.223$, 算得 $\theta'' = 1.124^{\circ}$, 由上表有 $r_2^0 L = 0.1055$, $r_2^e L = 0.0627$ 。利用(22)式易算得 $r_{33}/r_{13} = 0.55$ 。对 o 光, 由 $\theta = 2.5^{\circ}$, 6.7° 及 $n_o = 2.162$ 易算得 $\theta''^{(1)} = 1.156^{\circ}$, $\theta''^{(2)} = 3.093^{\circ}$ 。已测得室温为 301.6K, 利用 $(r_2^0 L)^{(1)} = 0.1055$, $(r_2^0 L)^{(2)} = 0.0901$ 及(21)式易算得 $e N_A^0 / \epsilon' = 3.665 \times 10^{10} \text{ V/m}^2$ 。计算时用到关系式 $K_I = 2K_0 \sin \theta'' = 4\pi n_0 \sin \theta'' / \lambda_0$ ($\lambda_0 = 632.8 \times 10^{-9} \text{ m}$)。当 $\theta = 2.5^{\circ}$ 时, $K_I = 8.662 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ 。 $\theta = 6.7^{\circ}$ 时, $K_I = 2.317 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 。对反射光栅下的二波耦合, 由 $\theta = 60^{\circ}$, 已算得 $\theta' = 23.63^{\circ}$, $\phi = 90^{\circ} - \theta' = 66.37^{\circ}$ 。若近似取 $n = 2.2$, $K_{II} \approx 2K_0 = 4\pi n / \lambda_0 = 4.369 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 。对 KNSBN 晶体, ϵ 的数值和 ϵ' 数值的差异不会超过一个数量级^[6], 因此易推知 $K_B T K_{II} / e \gg e N_A^0 / (\epsilon K_{II})$, 又 $r_1 L = 1/2 \cdot \Gamma L = 1.457$ 。将已知数据代入(24)式可算得 $r_{13}/r_{42} = 3.1 \times 10^{-3}$ 。可见, 对掺 Mn 的 KNSBN 晶体来说, $r_{42} \gg r_{13}$, r_{33} 。这与无掺杂 KNSBN 晶体明显不同^[6]。

参 考 文 献

- 1 岳学峰 *et al.*, 中国激光, **16**(8), 471(1989)
- 2 余卫龙 *et al.*, 光学学报, **11**(6), 442(1991)
- 3 M. Croné-Golomb *et al.*, *IEEE J Quant. Electr.*, **QE-20**(1), 12(1984)
- 4 余卫龙 *et al.*, 物理学报, **41**(2), 342(1992)
- 5 N. V. Kukhtarev *et al.*, *Ferroelec.*, **22**, 949(1979)
- 6 R. B. Neurgaonkar *et al.*, *Opt. Eng.*, **26**(5), 392(1987)