

# 一种新的各向异性锥形散射

王 锋 刘立人

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

**提要** 一束异常偏振的 Ar<sup>+</sup> 激光束 ( $\lambda = 488 \text{ nm}$ ,  $I = 3.4 \text{ W/cm}^2$ ) 斜入射到一块沿主坐标轴切割的 Cu 掺杂的钾铌酸锶钽 (KNSBN) 晶体上, 在后面的观察屏上, 观察到一种新型的各向异性散射环, 同时还出现了强烈的非对称扇形效应和非对称各向同性及各向异性锥形散射以及法线方向的各向同性散射振荡。理论分析表明前者是由后者引起的, 且理论值和实测值吻合的非常好。

**关键词** 各向异性散射, 非对称扇形效应, 光折变四波混频, 三波作用

## 1 引言

近十年来数种各向异性受激光折变散射已经在诸如 LiTaO<sub>3</sub> 晶体<sup>[1]</sup>, LiNbO<sub>3</sub> 晶体<sup>[2]</sup> 以及 BaTiO<sub>3</sub> 晶体<sup>[3]</sup> 中观察到, 通常认为是晶体中的非均匀缺陷造成的散射的选择性放大的结果<sup>[4]</sup>。当一束非常偏振光由前表面入射到一块具有大的电光系数的负单轴晶体时(光轴位于前表面内), 两种各向异性散射环可能被观察到<sup>[5]</sup>, 且可以用光伏特效应<sup>[1]</sup> 和标准光折变理论<sup>[6]</sup> 分别予以解释。

众所周知, KNSBN 晶体具有大的电光系数, 由于其强的散射能力(或称作扇形效应<sup>[7]</sup>), 因此是自泵浦共轭器<sup>[8]</sup> 的优秀材料之一。本文报道单束非常光入射下 Cu : KNSBN 晶体的各向异性散射的观察及其理论解释。两种各向异性散射环出现于观察屏上, 其一已早有报道<sup>[3,6]</sup>, 但另一种, 据我们所知, 至今还没人观察到。

## 2 实验方法及观察结果

观察光路图如图 1(a) 所示, 一束非常偏振的 Ar 离子激光束(波长  $\lambda = 488 \text{ nm}$ , 光强  $I = 3.4 \text{ W/cm}^2$ ) 以相对于正光轴  $O_z$  (空气中) 斜入射到一块 Cu 掺杂的尺寸为  $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$  的 KNSBN 晶体, 光轴于平行晶体的前后表面且又在入射面内。观察屏放在晶体的后面且垂直于入射光。首先在晶体和观察屏之间, 加入检偏器, 光束射入晶体约 4 s 之后, 三个  $\sigma$ - 偏振的散射环出现在观察屏上, 如图 1(b) 照片所示。去掉检偏器, 则各向异性散射环被强的各向同性散射环所淹没, 屏上只能观察到强的非对称扇形效应和一个强的非对称分布的各向同性散射环, 如图 1(c) 的照片所示。值得注意的是, 在各向同性散射环的中心, 出现了一个明显的亮斑。实验结果的详细特征如下:

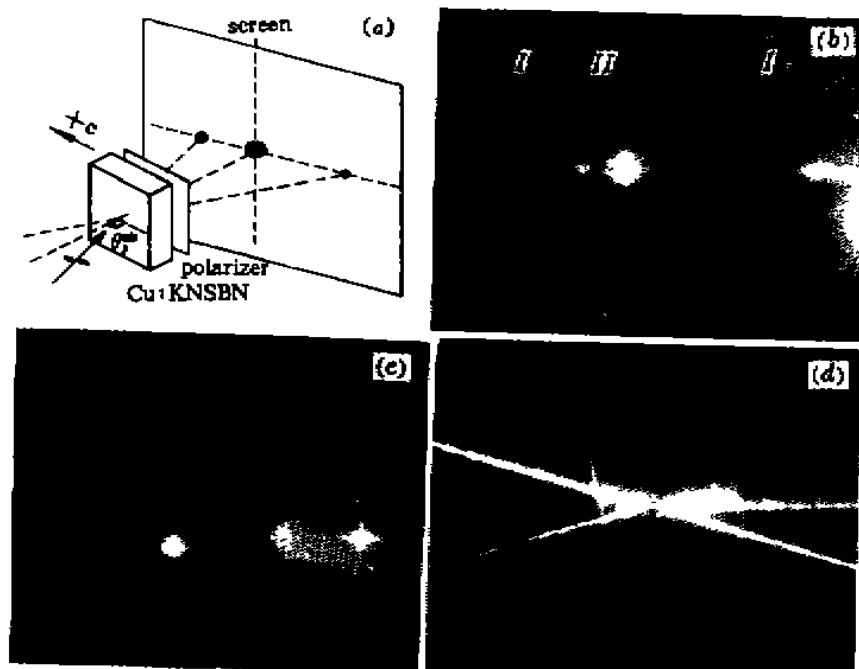


图 1 (a) 实验布置图; (b) 晶体后面观察屏上的各向异性散射环; (c) 晶体与屏间无检偏器时屏上的强度分布; (d) 晶体前向和后向传输的光路

Fig. 1 (a) Experimental arrangement; (b) Anisotropic scattering rings on the screen behind the crystal; (c) Intensity distribution on the screen without the polarizer between the crystal and the screen; (d) The light-paths in and outside the crystal

(1) 沿着入射光的方向(方向 1)、晶体前后面的法线方向(方向 3)以及入射光关于法线的对称方向(方向 2)上,都存在着前向和后向传输的光束,见图 1(d) 所示;

(2) 除了方向 3 外,其余的两个方向上,都观察到了以光束为中心的各向异性散射环,如图 1(b) 中 I。它们都是关于  $c$ -轴非对称分布的:正  $c$ -轴方向的半环光强很强,负  $c$ -轴面的半环光强很弱甚至观察不到;而且,沿  $c$ -轴方向上散射环出现了断隙;

(3) 发生了强的非对称各向同性扇形效应:从法线方向 3 到负光轴方向出现强的散射光,如图 1(c) 所示;在入射光和前向对称光束之间出现了强的非对称各向同性散射环:正  $c$ -轴方向光强很强而负  $c$ -轴侧几乎观察不到;

(4) 最主要的是,环绕着各向同性散射环,出现了一个新的各向异性散射环,如图 1(b) 中的环 II,据我们所知,这是这种新的各向异性散射环的首次报道。

上述实验现象在我们所有的三块 Cu:KNSBN 晶体中可以被重复观察到。

### 3 理论模型及现象解释

我们相信沿法线方向的光束是振荡放大的结果,这种振荡放大已经在 BaTiO<sub>3</sub> 中观察到<sup>[9]</sup>。晶体的前表面和后表面形成一个振荡腔,因此法线方向上的散射光,无论是前向还是后向传输,都不断地得到反馈信号,因而这个方向上的散射光通过和入射光作用,被耦合放大了,形成稳定的传输光束。而入射光的共轭光则是入射光和振荡光束四波混频的结果。

入射光在晶体后表面的反射光,同样和法线方向的振荡光束形成四波混频机制,产生了此反射光的共轭光束,即对称方向(方向 2)上的前向传输光束。

正象吴仲康等在参考文献[10]中报道的那样,两束相干光束对称入射到一块光折变晶体中(如 Fe : LiNbO<sub>3</sub>)时,通过双光束全息记录,可以发生锥形各向同性散射。我们的观察中(图 1(c)),显然各向同性散射环是由前向输入光及前向散射光与后表面反射光及后向散射光形成共享光栅而引起的。设入射光束的波矢为  $k_{1f}$ , 方向 2 上的后向光束的波矢为  $k_{2b}$ , 符合相位匹配条件的前向和后向散射光的波矢分别为  $k_{1r}$  和  $k_{2s}$ , 则有下列波矢匹配关系

$$\bar{k}_{1f} - \bar{k}_{1r} = \bar{k}_{2s} - \bar{k}_{2b} = \bar{K} \quad (1)$$

图 1(b) 中的各向异性散射环 I 可以用 Temple 等和 Ewbank 等报道的解释 BaTiO<sub>3</sub> 的各向异性散射环的标准光折变效应(standard photorefractive effect)来解释<sup>[6]</sup>, 即满足下式的 Bragg 条件

$$\bar{k}_s^e - \bar{k}_p^e = \bar{k}_s^o - \bar{k}_p^o \quad (2)$$

这里的下标  $p$  和  $s$  分别代表泵浦波和散射波, 上标  $e$  和  $o$  代表非常偏振和寻常偏振。对于垂直入射, 我们测得的散射锥角为 19.4°, 而用 Temple 的理论计算出的值为 19.8° ( $n_o = 2.35, n_e = 2.30$ , 见参考文献[11]), 可见其符合得非常好。由此证明图 1(b) 中的各向异性散射环 I 的确是入射光和散射光通过三波作用引起的<sup>[6]</sup>。

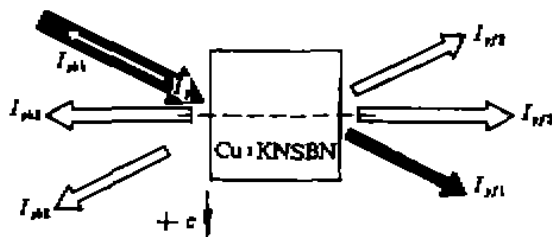


图 2 在异常泵浦束照明下晶体外的光束分布。下标  $pfi$  和  $pbi$  表示沿  $c$  方向的前向和后向束  
Fig. 2 Beams distribution outside the crystal under the illumination of an extraordinary pump beam. The subscripts  $pfi$  and  $pbi$  denote forward and backward beams along  $i$ th direction

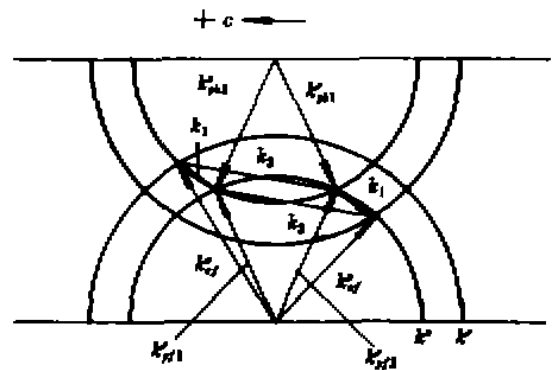


图 3 由各向同性锥形散射引起的各向异性锥形散射的相位匹配图  
Fig. 3 The phase-matching condition of the anisotropic conical scattering caused by the isotropic conical scattering

分析至此, 我们可以解释 图 1(b) 中显示的新的各向异性散射环 II 了。由于在入射光方向(方向 1)和方向 2 上都存在着前向和后向传输的光束, 如图 2 所示意的那样, 我们认为新的各向异性散射环(图 1(b) 中的环 II)是由于两个相互增强的三波作用过程引起的。图 3 给出了对于 KNSBN 来说的这种新的各向异性散射的相位匹配图, 可以用方程式表示为

$$\begin{aligned} \bar{k}_{1f}^e - \bar{k}_{2f1}^e &= \bar{k}_{2f2}^e - \bar{k}_{1f}^e = K_2, \\ \bar{k}_{1f}^o - \bar{k}_{2f2}^o &= \bar{k}_{2f1}^o - \bar{k}_{1f}^o = K_1. \end{aligned} \quad (3)$$

下标  $f$  和  $b$  分别表示前向和后向传输,  $p$  和  $s$  分别表示泵浦和散射,  $o$  和  $e$  表示寻常偏振和非常偏振。这里的寻常偏振光即为这种新的各向异性散射, 产生的过程可以描述为: 光束  $k_{2f1}^e$  和  $k_{2f2}^e$  在法线的偏向于负  $c$ -轴的方向产生强的各向同性散射光  $k_{1f}^e, k_{2f}^e$  和  $k_{2f1}^e$  形成光栅  $K_2$ , 在  $k_{2f2}^e$  的作用下产生前向各向异性散射光  $k_{1f}^e$ ; 同时,  $k_{1f}^e$  和  $k_{2f2}^e$  作用产生光栅  $K_1$ , 在泵浦光  $k_{2f1}^e$  的作用下也产生出前向各向异性散射光  $k_{2f}^e$ , 因此光栅  $K_1$  和  $K_2$  是互相增强的, 各向异性散射光  $k_{2f}^e$  可以得到有效的放大。由于泵浦光是强的非对称各向同性锥形散射, 故这种新的各向异性散射也是锥形散

射,在观察屏上形成散射环,而且也具有非对称的强度分布;和各向同性散射环相反,强的各向异性散射环出现在正  $c$ -轴方向。

设各向异性锥形散射的晶体外散射角为  $\theta_s^{\text{air}}$  (在空气中),从图3和方程(3),我们可以得到

$$\begin{aligned} \theta_s^{\text{air}} &= \arcsin(n_o \sin \theta_s), \\ \cos \theta_s &= \frac{4n_o^2 \cos^2 \theta_s^{\text{air}} + (n_o^2 - n_e^2)}{4n_o n_e \cos \theta_s^{\text{air}}}, \\ \theta_s &= \arcsin\left(\frac{1}{n_e} \sin \theta_s^{\text{air}}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

$\theta_s^{\text{air}}$  是入射光束的外部入射角。

图4所示的是各向异性散射角和入射角的依赖关系,实线为方程(4)所决定的理论曲线,方块是我们的实验测量值,可以看出实验值和理论符合得相当好,证明我们的理论模型是正确的。

Hong 等以及 Feinberg 分别用散射噪声放大模型<sup>[7]</sup>和自散焦机制<sup>[12]</sup>来解释散射光的扇形效应,他们都得出了扇形的非对称分布的结论。如图1(c)所示,沿负光轴方向出现了强的各向同性散射。从方程(2)和(3)的理论模型出发,我们很容易理解寻常偏振散射环的强度也是非对称分布的,和各向同性散射相反,其高强度区位于正光轴方向。

锥形所示的强度和偏振主要取决于晶体的电光张量。KNSBN 具有 4mm 点阵对称性,其最大的电光系数<sup>[11]</sup>是  $r_{42} = r_{51} = 400 \text{ pm/V}$ ,故电极化张量的改变  $\Delta\chi$  可以写成如下形式<sup>[6]</sup>

$$\Delta\chi = \begin{pmatrix} e_1^2 r_{13} E_x & 0 & e_1 e_3 r_{42} E_x \\ 0 & e_2^2 r_{13} E_x & e_2 e_3 r_{42} E_x \\ e_1 e_3 r_{42} E_x & e_3 e_2 r_{42} E_x & e_3^2 r_{33} E_x \end{pmatrix} \quad (5)$$

这里的  $e_i$  是光介电张量元,  $r_i$  是电光张量元,  $E_i$  是内部电场矢量元。 $z$  是正  $c$ -轴方向,  $y$  是晶体的法线方向。在  $y$ - $z$  面内,各向异性散射是禁止的,因为如果光栅  $K$  全部在  $y$ - $z$  面内,则电场分量  $E_x$  为零,由方程(5)得知  $\Delta\chi_{13} = \Delta\chi_{31} = 0$ ,即寻常偏振和异常偏振之间的转化是禁止的,故各向异性散射强度为零。图1(b)中的散射环在  $c$ -轴方向上的断隙因此得到解释。

由于光强的耦合过程是从输入方向1耦合到振荡方向3再到方向1的对称方向2,见图2所示,振荡方向3的能量大部分都耦合到方向2上。实际上是输入方向上的能量通过对方向3的耦合实现对方向2的耦合,方向3在其中起到相当于耦合传递作用,所以其稳态输出光强并不是很强,如图1(c)所示。

由上述的物理描述和方程(5)可以得知,强的扇形效应和强的散射振荡放大产生的必要条件为光折变晶体材料必须具备大的耦合放大系数和大的电光系数。在其它符合这些要求的光折变晶体诸如  $\text{BaTiO}_3$  及  $\text{SBN}$  中,这种新的各向异性锥形散射也有可能发生。

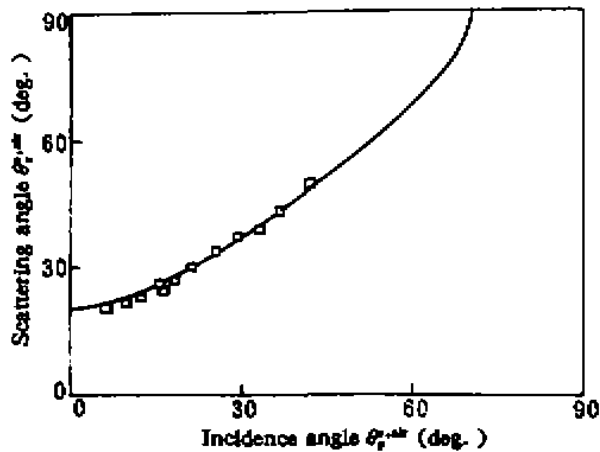


图4 散射角  $\theta_s^{\text{air}}$  与入射泵角  $\theta_s^{\text{air}}$  的依赖关系。实线是根据方程(4)的计算结果,方块是测量值

Fig. 4 The dependence of the scattering angle  $\theta_s^{\text{air}}$  on the incidence pump angle  $\theta_s^{\text{air}}$ . The curve is the calculated result after Eq. (4) and the squares are measured values

## 4 结 论

这种新的各向异性散射环的产生过程可以描述为:法线方向各向同性散射光出现振荡放大,通过四波混频机制,分别和入射光及其在晶体后表面的反射光作用,产生了它们的共轭光束。入射光和反射光的共轭光相互作用,发生强的各向同性锥形散射。各向同性锥形散射光作为泵浦光,与符合相位匹配条件的另外的散射光通过相互增强的四波作用,产生了这种新的各向异性锥形散射。

总之,我们在 Cu:KNSBN 晶体中观察到了一种新的各向异性锥形散射,在其产生过程中,扇形效应和各向同性光振荡起着关键性作用。

## 参 考 文 献

- 1 S. Odoulov, K. Belabaev, I. Kiseleva. Degenerate stimulated parametric scattering in LiTaO<sub>3</sub>. *Opt. Lett.*, 1985, 10: 31~33
- 2 G. Zhang, Q. X. Li, P. P. Ho *et al.*. Degenerate stimulated parametric scattering in LiNbO<sub>3</sub>: Fe. *J. Opt. Soc. Am.*, 1987, B4: 882~885
- 3 M. D. Ewbank, P. Yeh, J. Feinberg. Photorefractive conical diffraction BaTiO<sub>3</sub>. *Opt. Commun.*, 1986, 59: 426~428
- 4 G. C. Valley. Competition between forward-and backward-stimulated photo refractive scattering in BaTiO<sub>3</sub>. *J. Opt. Soc. Am.*, 1987, B4: 14~19
- 5 D. A. Temple, C. Warde. Anisotropic scattering in photorefractive materials: reply to comment. *J. Opt. Soc. Am.*, 1987, B4: 1335~1336
- 6 D. A. Temple, C. Warde. Anisotropic scattering in photorefractive crystals. *J. Opt. Soc. Am.*, 1986, B3: 337~341
- 7 Y. Hong, P. Xie, J. Dai *et al.*. Fanning effects in photorefractive crystals. *Opt. Lett.*, 1993, 18: 772~774
- 8 J. Xu, Y. Wu, S. Liu *et al.*. High performance self-pumped phase conjugator with a multichannel in KNSBN: Cu crystal. *Opt. Lett.*, 1991, 16: 1255~1257
- 9 N. Strasman, R. Daisy, B. Fischer. Forward self-pumped conjugator. *Opt. Lett.*, 1992, 17: 1462
- 10 吴仲康,王进雄,张光寅等. LiNbO<sub>3</sub>: Fe 的光致光衍射. *物理学报*, 1987, 36(9): 1203~1207
- 11 The values are supplied by Institute of Crystal Materials, Shandong University, Jinan, China, who supplied us the crystal of Cu:KNSBN used in our experimental observations
- 12 J. Feinberg. Asymmetric self-defocusing of an optical beam from the photo refractive effect. *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, 72: 46~51

## A New Anisotropic Conical Scattering

Wang Feng Liu Liren

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract** A new type of anisotropic scattering rings and the isotropic scattering oscillation are observed on a screen behind a Cu:KNSBN crystal pumped by an extraordinary beam. The latter plays a key role in the forming of the former.

**Key words** anisotropic scattering, isotropic scattering, photorefractive effect, four-wave mixing, three-wave interaction, beam-fanning effect