

文章编号: 0258-7025(2004)01-0115-05

光散射对 Z-扫描的影响

冯伟刚, 许坤远, 佘卫龙, 王晓生

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广东 广州 510275)

摘要 以光折变晶体 KNSBN 为研究对象, 从理论和实验上仔细研究了标准的 Z 轴扫描技术, 发现材料导致的光散射对测量结果有影响。因此把 Z-扫描技术应用于光散射比较强的材料时, 在进行 Z-扫描测量时需排除光散射的影响。

关键词 光电子学; Z-扫描; 光折变效应; 光散射

中图分类号 O 436.2; O 437.5 文献标识码 A

Influence of Scattering on Z-scan

FENG Wei-gang, XU Kun-yuan, SHE Wei-long, WANG Xiao-sheng

(The State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies,
Zhongshan University, Guangzhou, Guangdong 510275, China)

Abstract In this paper, the normal Z-scan technique is used to study photorefractive crystal (KNSBN) on theory and experiment. From the result it is found that scattering has an influence on Z-scan. In this paper, the influence has been studied in detail.

Key words optoelectronics; Z-scan; photorefractive; scattering

1 引言

在光电子和光子学领域, 许多器件都应用了材料的光学非线性效应, 为此人们不断完善着材料的非线性测量技术。在 1989 年 Sheik-Bahae 等^[1]提出了单光束 Z-扫描(Z-scan)技术, 由于该技术具有装置简单、灵敏度高等优点, 因而自提出后一直被广泛应用于材料的非线性光学性质的研究。人们在应用 Z-scan 测量技术进行测量的同时也使它有了很大的发展^[2], 出现了许多种 Z-scan 方法, 如双色光的 Z-scan 技术^[3]、双光束时间分辨率 Z-scan 技术^[4]、遮挡 Z-scan 技术^[5]、反射 Z-scan 技术^[6]等。

上述各种改进的 Z-scan 技术主要从提高灵敏度(如双色、遮挡)和扩大应用范围(如时间分辨、反射)两方面对 Z-scan 技术进行了发展, 而本文则是着眼于测量结果精确度的研究。以光折变晶体 KNSBN 为样品, 沿光轴方向改变光阑到样品距离

d (各个 d 都满足 Z-scan 的远场条件), 在不同的 d 下测量了样品的非线性。按以往的理论分析所测结果应一致^[7], 但实验结果并非如此。 d 的大小对测量结果有不可忽略的影响。经过进一步分析发现, 问题来源于材料(样品)对光的散射。

2 理论分析

定义光阑的归一化透过率为探测光进入样品形成的空间电荷场达到稳态时在远场小孔后所测得的功率除以样品在远离焦点的线性区时在远场小孔后测得的功率。

探测光为二维基模(TEM₀₀)的 Gaussian 光束, 其复振幅可表示为^[8]

$$E_i(r, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R(z)}\right] \times \exp[-i\phi(z)] \quad (1)$$

其中, $\omega^2(z) = \omega_0^2[1 + (z^2/z_0^2)]$; $R(z) = z[1 +$

收稿日期: 2002-08-19; 收到修改稿日期: 2002-12-11

作者简介: 冯伟刚(1980—), 男, 中山大学物理系光学工程硕士研究生, 主要从事光学非线性研究工作。E-mail: fwg12@163.net 万方数据

$(z_0^2/z^2)]$ 为 z 处波振面的曲率半径; $z_0 = k\omega_0^2/2$ 为光束的共焦参数; ω_0 为光束焦点处的半径; $k = 2\pi/\lambda$, λ 为真空中的波长; E_0 为焦点处的光场振幅。探测光和背景光都为波长 532 nm 的线偏振非相干光。此外, 在下面的推导过程中, 作了薄样品 ($L \ll n_b z_0$) 和透明介质 ($\alpha \ll L^{-1}$) 近似。实验条件满足以上近似。

当上述光束通过光折变材料时, 其位相将在 $\phi(z)$ 的基础上增加一个 $\Delta\phi$, 此 $\Delta\phi$ 与光折变效应有关。现在来研究 $\Delta\phi$ 与光折变效应引起的光折射率改变量 Δn 的关系。理论推导从光折变效应的速率方程、电流方程和空间电荷场的泊松方程的稳态形式开始^[9], 在考虑了背景光的光伏效应, 同时忽略了扩散场效应的情况下^[10] 有

$$(sI + s_R I_R + \beta)(N_d - N_d^i) - \gamma n_e N_d^i = 0 \quad (2)$$

$$J = e\mu n_e E_{sc} + (sK_{\text{eff}}^e I + s_R K_{\text{eff}}^o I_R)(N_d - N_d^i) \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}_{sc} = - \left(\frac{e}{\epsilon} \right) (n_e + N_A - N_d^i) \quad (4)$$

其中, K_{eff}^e 和 K_{eff}^o 分别为晶体对探测光和背景光的有效 Glass 常数; I 和 I_R 分别为探测光和背景光光强; s 和 s_R 分别为晶体对这两种光的吸收截面; n_e 为电子数密度; N_d 为总的施主密度; N_d^i 为已电离的施主密度; N_A 为补偿已电离施主的电荷受主密度; β 为暗辐射率; γ 为复合率系数; J 为电流密度(这里假设 J 与 E_{sc} 同方向); μ 为电子迁移率; ϵ 为低频介电常数; e 为电子的电量; E_{sc} 为空间电荷场。考虑到实验中的光学非线性效应主要是光折变效应, 作一维近似处理, 即

$$\nabla \cdot E_{sc} = \frac{\partial E_{sc}}{\partial r} \quad (5)$$

在由(2) ~ (4) 式和载流子小量近似 ($n_e \ll N_d \cdot N_d^i \cdot N_A$) 和慢变振幅近似 $\left| \frac{\epsilon}{eN_d} \frac{\partial E_{sc}}{\partial r} \right| \ll 1$ 可得^[11]

$$E_{sc} = E_p \frac{J' - I - R_1 R_2 I_R}{I + R_1 I_R + I_d} \quad (6)$$

其中, $J' = \frac{J}{K_{\text{eff}}^e (N_d - N_A)}$, $R_1 = \frac{s_R}{s}$, $R_2 = \frac{K_{\text{eff}}^o}{K_{\text{eff}}^e}$, $I_d = \frac{\beta}{s}$, $E_p = \frac{\gamma N_A K_{\text{eff}}^e}{e\mu}$ 为光伏场常量。在考虑开路的情况 ($J' = 0$) 下, 根据 Pockel 效应, 光折变晶体的光致折射率变化 $\Delta n(r, z)$ 为^[12]

$$\Delta n(r, z) = \left(\frac{\gamma_{\text{eff}} n^3}{2} \right) E_{sc} = -\Delta n_0 \frac{I + R_1 R_2 I_R}{I + R_1 I_R + I_d} \quad (7)$$

万方数据

其中, γ_{eff} 为晶体的线性电光系数, n 为本底折射率, $\Delta n_0 = 0.5 \times n^3 \gamma_{\text{eff}} \times E_p$ 为饱和折射率变化。把光强公式: $I(r, z) = |E(r, z)|^2$ 代入(7) 式, 作泰勒展开取二阶近似^[13] 可得

$$\Delta n(r, z) \approx - \frac{\beta(z) + A}{1 + \beta(z)} \Delta n_0 + \frac{2\beta(z)(1 - A)r^2}{\omega^2(z)[\beta(z) + 1]^2} \quad (8)$$

$$\beta(z) = \frac{I(0, z)}{R_1 I_R + I_d} = \frac{I_0}{R_1 I_R + I_d} \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} = \frac{\beta_0}{[1 + (z^2/z_0^2)]} \quad (9)$$

其中, $A = \frac{R_1 R_2 I_R}{R_1 I_R + I_d}$, $\beta_0 = \frac{I_0}{R_1 I_R + I_d}$ 。 I_0 为探测光光腰中心处的光强。至此可写出经过晶体后光束的相位变化

$$\Delta\phi(r, z) = \frac{k\beta_0 \Delta\phi_0 r^2 (1 - A)}{z_0 [1 + (z^2/z_0^2) + \beta_0]^2} \quad (10)$$

其中, $\Delta\phi_0 = k\Delta n_0 L$, L 为晶体通光厚度。

样品出射面处的 Gauss 光束复振幅的表达式多了一表相位变化项, 可表示为

$$E_s(r, z) = E_i(r, z) \exp\left(-\frac{aL}{2}\right) \exp[i\Delta\phi(r, z)] = E_0 \exp\left(-\frac{aL}{2}\right) \frac{\omega_0}{\omega^2(z)} \times \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R_c(z)}\right] \exp[-i\Delta\phi(z)] \quad (11)$$

其中

$$\frac{1}{R_c(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{2\beta_0 \Delta\phi_0 (1 - A)}{z_0 [1 + (z^2/z_0^2) + \beta_0]^2} \quad (12)$$

表示了位相变化对 Gaussian 光束曲率半径的调节。(11) 式中的因子 $\exp(-aL/2)$ 的引入是基于线性吸收对光场振幅的影响的考虑。为了求得远场处的波振幅分布, 只需考察(13) 式所表示的新的 Gaussian 光束的传播。据二维 Gauss 光束传播规律可得远场处的波振幅分布为^[14]

$$E(r, z, \Delta\phi_0) = E(0, z) \exp\left(-\frac{aL}{2}\right) \frac{\zeta_0(z)}{\zeta(z)} \times \exp\left[-\frac{r^2}{\zeta^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R_d} + i\theta\right] \quad (13)$$

定义 d 为远场到样品出射面的距离, (13) 式中的其他参数可表示为

$$E(0, z) = e_0 \frac{1}{\sqrt{1 + (z^2/z_0^2)}}$$

$$\zeta^2(z) = \zeta_0^2(z) [g^2(\Delta\phi_0) + (d^2/d_0^2)]$$

其中 $\zeta_0^2(z) = \omega_0^2 [1 + (z^2/z_0^2)]$

$$R_d = d \left[1 - \frac{g(\Delta\phi_0)}{g^2(\Delta\phi_0) + (d^2/d_0^2)} \right]^{-1}$$

$$\theta = -k(z+d) + \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right) + \frac{kn^3 \gamma_{\text{eff}} E_p L \beta(z) (1-A)}{2[1+\beta(z)]} + \arctan\left[\frac{d/d_0}{g(\Delta\phi_0)}\right]$$

$$\text{其中 } d_0 = \frac{k \zeta_0^2(z)}{2}$$

$$g(\Delta\phi_0) = 1 + \frac{d}{R_c} = 1 + \frac{d}{R} - \frac{2d\beta_0 \Delta\phi_0 (1-A)}{z_0 [1 + (z^2/z_0^2) + \beta_0]^2}$$

可得在光阑上离轴距离为 r 处的归一化 Z-scan 透过率为

$$T(r, z, \Delta\phi_0) = \frac{|E(r, z, \Delta\phi_0)|^2}{|E(r, z, \Delta\phi_0 = 0)|^2} = \frac{\zeta^2(\Delta\phi_0 = 0)}{\zeta^2(\Delta\phi_0)} \exp\left[\frac{2r^2}{\zeta^2(\Delta\phi_0 = 0)} - \frac{2r^2}{\zeta^2(\Delta\phi_0)}\right] \quad (14)$$

对小孔积分可得

$$T(r, z, \Delta\phi_0) = \left\{ \exp\left[-\frac{2r^2}{\zeta^2(\Delta\phi_0)}\right] - 1 \right\} / \left\{ \exp\left[-\frac{2r^2}{\zeta^2(\Delta\phi_0 = 0)}\right] - 1 \right\} \quad (15)$$

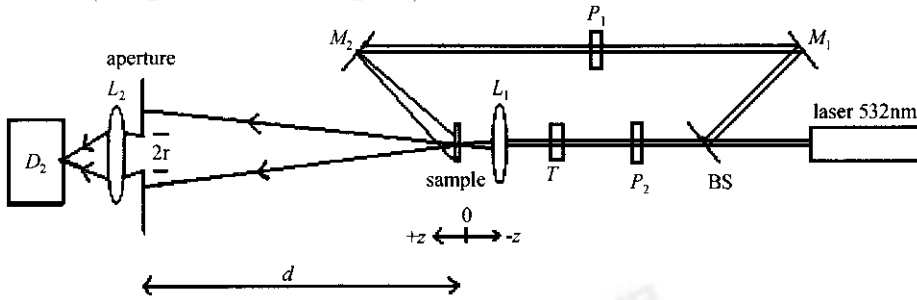


图 1 Z-scan 测量的实验装置(样品为 KNSBN, 图中包括了照明光和探测光)

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup for Z-scan measurements with photorefractive KNSBN sample showing both the crystal uniform illumination and the focused beam

表 1 Z-scan 测量结果

Table 1 Results of Z-scan (KNSBN, $d_1 = 130$ cm, $r_1 = 12.32$ mm, $d_2 = 24.4$ cm, $r_2 = 2.32$ mm)

Input laser	β_0	$\Delta\phi_0$
Far field without additional spatially illumination	1.2555	0.4635
Near field without additional spatially illumination	1.0573	0.5792
Far field with additional spatially illumination	1.9256	0.3723
Near field with additional spatially illumination	1.1561	0.5028

4 实验结果

我们知道探测光光束半径可表示为: $w^2(z) = w_0^2 [1 + (z^2/z_0^2)]$, 当 $z \gg z_0$ 时, 上式可近似化为: $w(z)/z = w_0/z_0$. 易见, 在满足: $d_1/r_1 = d_2/r_2$ ($d_1, d_2 \gg z_0, d_1/r_1 = d_2/r_2$) 的条件下, 前后两次测量所截取

3 实验装置

如图 1 所示, 从激光器出来的模式为 TM_{00} 光束经半透镜(BS)分为两束。透射光经 $1/2$ 波片 (P_2) 和起偏器(T) 成为严格的垂直振动光波作探测光用。反射光经过全反镜(M_1) 进入 $1/2$ 波片 (P_1) 被旋转成水平振动, 再经过与样品座同固定在一可移平台上的全反镜(M_2) 照射到样品上作为背景光。探测光束经过凸透镜($f = 6.0$ cm) 会聚, 再照到样品上。样品为 KNSBN 晶体, 晶轴垂直于水平面(使探测光为 e 光, 背景光为 o 光), 尺寸为 1.38 mm \times 5 mm \times 5 mm, 其通光厚度为 1.38 mm(满足 Z 轴扫描要求的薄样品条件), 吸收系数 $\alpha = 0.3$ cm $^{-1}$ (满足透明介质近似条件)。在距探测光焦点 d 处放置了一中心开了小孔(可调大小)的光阑。光阑后放置光功率计 (D_2) 探测透射光功率。

测得探测光和背景光进入晶体前的功率分别为: 45 mW, 50 mW。探测光光腰半径 $w_0 = 45$ μ m, 计算可得探测光光腰中心处的光强 $I_0 = 455$ W/cm 2 。

的是光束的相同部分, 因此先后所得的结果应该是一致的。但从本文的实验结果可以看出, 由于有光散射的存在, 两种情况下得到的结果并不一致。

实验中在加背景光和不加背景光这两种情况下测出不同 d 的 Z 轴扫描数据, 然后拟合得到 β_0 和

$\Delta\phi_0$ 。在下面远场条件： $d_1 = 130$ cm, 小孔直径 $r_1 = 12.32$ mm; 近场条件： $d_2 = 24.4$ cm, 小孔直径 $r_2 = 2.32$ mm。可以看出两者都符合 Z-scan 的远场条件。

由实验数据根据(15)式所拟合得的 $\beta_0, \Delta\phi_0$ 如表 1。

图 2, 图 3 给出了理论拟合曲线与实验结果的符合情况。

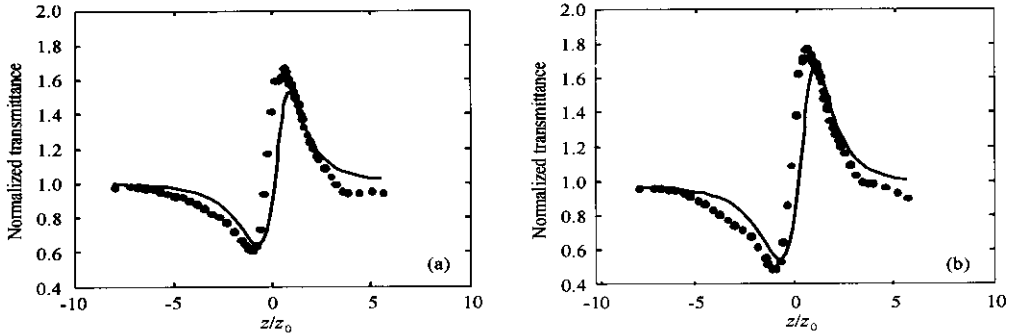


图 2 没有照明光下的 Z-scan 的测量曲线

Fig. 2 Z-scan curves (e-ray) of the input focused beam without additional spatially uniform illumination on the sample

- (a) KNSBN, $\lambda = 532$ nm, $d_1 = 130$ cm, $r_1 = 12.32$ mm, $z_0 = 3.38$ mm;
- (b) KNSBN, $\lambda = 532$ nm, $d_2 = 24.4$ cm, $r_2 = 2.32$ mm, $z_0 = 3.38$ mm

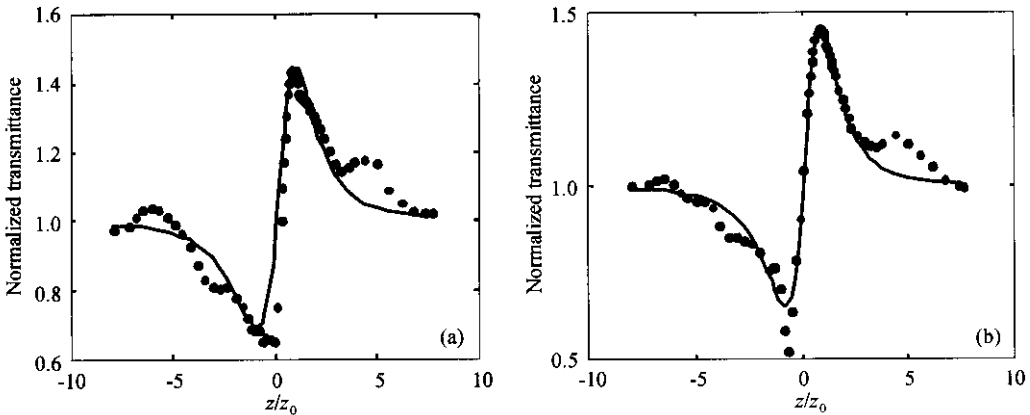


图 3 有照明光下的 Z-scan 的测量曲线

Fig. 3 Z-scan curves (e-ray) of the input focused beam with additional spatially uniform illumination on the sample

- (a) KNSBN, $\lambda = 532$ nm, $d_1 = 130$ cm, $r_1 = 12.32$ mm, $z_0 = 3.38$ mm;
- (b) KNSBN, $\lambda = 532$ nm, $d_2 = 24.4$ cm, $r_2 = 2.32$ mm, $z_0 = 3.38$ mm

5 实验结果讨论及分析

先分析暗辐射 $I_d = \beta/s$, 其中 β 与温度 T 及材料有关, s 与材料以及光的波长偏振有关。过去人们认为 I_d 是一个比较小的数, 因此在实验中都加了背景光来增加载流子的数目^[15], 但从我们的拟合数据可以看到, KNSBN 晶体的暗辐射是比较大的, 与探测光光腰处的光强几乎是同一个数量级。我们认为这是由于晶体的热效应引起的, 入射光照在晶体上使晶体局部温度升高, β 变大, 故暗辐射也相应变大。

下面来分析散射光对测量结果的影响。从表 1 可以看到, 无论有没有加背景光, 垂直振动远场拟合得到的 β_0 (万方数据) 都比近场大, $\Delta\phi_0$ 比近场小, 相

应地在近场测得的折射率变化 Δn 比远场的大。我们认为随着探测光向前传播, 绝大部分的散射光将远离探测光束, 因此在远场测得的透过率将无散射光的影响或影响可忽略。为了更明显地看出散射光对测量结果的影响, 将相同条件下测得的远近场透过率 T 数据相减(称其为光散射曲线), 得图 4。

从图 4(a) 可以看到, 近场减远场的结果是在原来是谷值的地方出现了谷值, 原来是峰值的地方出现了峰值。也就是说, 相对于远场, 近场的 Z-scan 曲线的谷值更小, 峰值更大, 也就是峰谷差 ΔT 更大。我们认为这是由于散射的影响。图 4(b) 也可作同样的分析, 不同的是由于加了背景光, 晶体的光散射效应被减弱了。

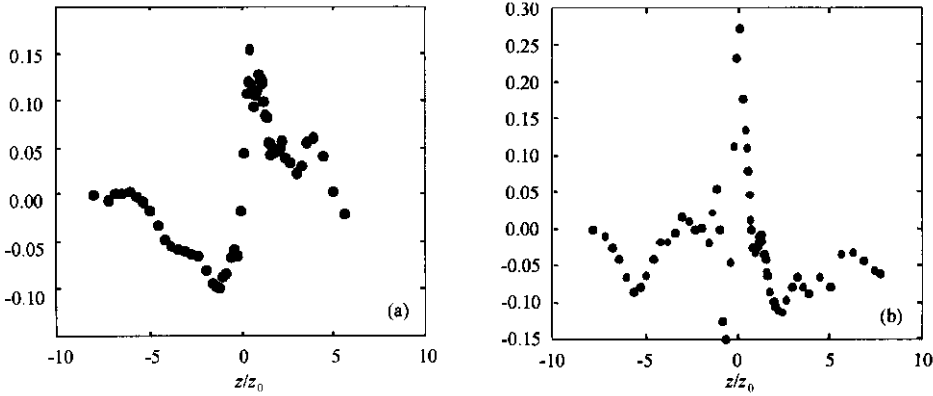


图 4 有照明光(a)和无照明光(b)条件下的 Z-扫描 散射光曲线

Fig. 4 Scattering curves of Z-scan with (a) and without (b) additional spatially uniform illumination on the sample

虽然散射光的传播方向一般是无规律的,但对光折变晶体,例如 KNSBN,其散射光主要是扇散射,它具有一定的方向性,散射光方向偏向 c 轴。当晶体沿 z 轴从右向左移向原点在焦点前时,晶体中的散射光传播的主要方向如图 5(a);当晶体沿 z 轴从右向左刚过原点在焦点后时,晶体中的散射光传播的主要方向如图 5(b)。

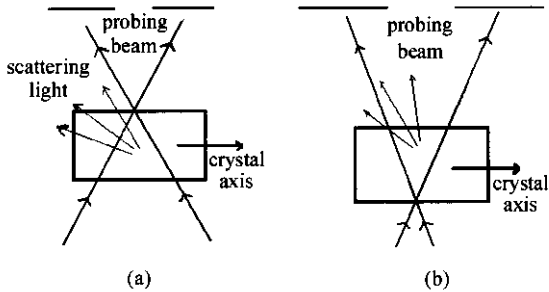


图 5 散射光的散射方向

(a) 在焦点前;(b) 在焦点后

Fig. 5 Substantive orientation of the scattering

(a) before the focus; (b) behind the focus

可以看出,当晶体位于焦点前的时候,散射光几乎全部传播到探测光束外,即晶体在焦点前时散射对数据测量结果无影响;当晶体位于焦点后的时候,情况恰好相反,即散射对数据测量结果有较大的影响。通过实验,在同一测量精度下,由于散射光的影响,测量结果与样品到光阑的距离有关。

参 考 文 献

- 1 M. Sheik-Bahae, A. A. Said, E. W. Van Stryland. High-sensitivity, single-beam n_2 measurements [J]. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(17):955~957
- 2 W. Zhao, B. Palffy-Muhoray. Z-scan technique using top-hat beams [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **63**(12):1613~1615

- 3 M. Sheik-Bahae, J. Wang, R. Desalvo. Measurement of nondegenerate nonlinearities using a two-color Z-scan [J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(7):258~260
- 4 J. Wang, M. Sheik-Bahae, A. A. Said *et al.*. Time-resolved Z-scan measurements of optical nonlinearities [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1994, **11**(6):1009~1017
- 5 T. Xia, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae. Eclipsing Z-scan measurement of $\lambda/10^4$ wave-front distortion [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(5):317~319
- 6 M. Martinelli, S. Bian, J. R. Leite *et al.*. Sensitivity-enhanced reflection Z-scan by oblique incidence of a polarized beam [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, **72**(12):1427~1429
- 7 Yao Baoli, Ren Liyong, Hou Xun. A new Z-scan theory based on diffraction model [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(1):19~23
- 姚保利,任立勇,侯 洵. 基于衍射模型的 Z 扫描理论[J]. *光学学报*, 2002, **22**(1):19~23
- 8 Guo Shuohong. *Electrodynamics* [M]. Beijing: Higher Education Pres. Inc., 1978. 152~156
- 郭硕鸿. *电动力学*[M]. 北京:高等教育出版社, 1997. 152~156
- 9 N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov *et al.*. Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady State [J]. *Ferroelectrics*, 1979, **22**(1):949~960
- 10 G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani *et al.*. Dark and bright photovoltaic spatial solitons [J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **50**(6):4457~4460
- 11 Wang Xiaosheng, He Guogang, She Weilong *et al.*. Polychromatic photovoltaic spatial soliton [J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(3):496~500
- 王晓生,何国岗,余卫龙 等. 复色光光伏空间孤子[J]. *物理学报*, 2001, **50**(3):496~500
- 12 P. A. Márquez Aguilar, J. J. Sánchez Mondragón, S. Stepanov *et al.*. Z-scan experiments with cubic photorefractive crystal $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [J]. *Opt. Commun.*, 1995, **118**:165~174
- 13 S. Bian. Estimation of photovoltaic field in LiNbO_3 crystal by Z-scan [J]. *Opt. Commun.*, 1997, **141**:292~297
- 14 S. Bian, J. Frejlich. Z-scan measurements of photorefractive nonlinearities for a SBN; Ce crystal [J]. *Appl. Phys. B*, 1997, **64**:539~546
- 15 M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei *et al.*. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1990, **26**(4):760~769