

文章编号: 0253-2239(2010)04-1117-05

强非局域非线性介质的 Z 扫描研究

宣文涛 郑亚建 曹伟文 陆大全 胡 巍 郭 旗

(华南师范大学光子信息技术广东省高校重点实验室, 广东 广州 510006)

摘要 针对铅玻璃和向列相液晶等材料分析了有边界限制的强非局域非线性介质的 Z 扫描特性。在理论上参照热透镜模型, 利用空间 q 参数得到了归一化的 Z 扫描透射比曲线, 发现介质的边界条件对透射比曲线影响可以忽略, 曲线的峰谷位置及其差值与入射功率有关。在实验上以铅玻璃为例, 通过改变入射功率, 验证了曲线的峰谷情况与入射功率的关系, 并得到了材料的非局域非线性参数。

关键词 强非局域非线性; 铅玻璃; 向列相液晶; 扫描

中图分类号 O437.5 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20103004.1117

Investigation of Z-Scan for Strongly Nonlocal Nonlinear Medium

Xuan Wentao Zheng Yajian Cao Weiwen Lu Daquan Hu Wei Guo Qi

(Laboratory of Photonic Information Technology, South China Normal University,
Guangzhou, Guangdong 510006, China)

Abstract The characteristics of Z-scan curves for strongly nonlocal nonlinear medium with finite size, such as lead glass and nematic liquid crystals, are studied. By employing the transformation of the q -parameter, we obtain the normalized transmittance curves based on the thermal-lens model. It is found that the influence of the boundary condition on the transmittance can be neglected, and the peak-valley position and their difference depend on the incident power. Experiments are carried out in lead glass, and the characteristics of the curves are verified with different incident power, and the nonlocal parameters of lead glass are obtained.

Key words strongly nonlocal nonlinearity; lead glass; nematic liquid crystals; Z-scan

1 引 言

在强非局域非线性介质中可以存在稳定的三维空间光孤子^[1,2]。由于强非局域空间光孤子的独特特性, 及其在全光开关和逻辑门等方面的应用潜力, 近年来不断地吸引人们关注^[3~11]。目前, 已经确认的强非局域材料主要有向列相液晶^[3~7]和铅玻璃^[8~10]。不同材料的非局域非线性的物理机制是不一样的。液晶中的非线性效应来源于液晶分子在激光作用下的重取向过程, 其非局域来源于液晶分子间的相互作用^[3~5]; 而铅玻璃的非线性主要来自于激光的热致非线性, 其非局域的起源是热扩散过程^[8,9]。介质的非线性研究已经引起了研究者们广

泛的兴趣^[12,13]。深入了解非局域非线性的产生机制和特性对强非局域孤子的研究和应用具有重要的意义。本文的主要目的就是致力于将传统的 Z 扫描方法扩展到强非局域介质的非线性特性测量中。

Z 扫描方法是由 Sheik-Bahae 等^[14]提出的。该方法利用单束激光测量介质的非线性系数符号及大小, 具有实验装置简单、测量灵敏度高的特点, 已经应用于激光光束质量检测^[15]及厚光学介质^[16]、慢弛豫介质^[17]与短脉冲^[18]等的非线性测量中。Z 扫描的理论存在两种模型, 一种是对局域介质利用高斯分解法得到的 Sheik-Bahae 模型^[14]; 另一种是在非局域介质情况下使用的热透镜模型^[19]。

收稿日期: 2009-01-05; **收到修改稿日期**: 2009-05-13

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(10674050, 10804033)、广东省高等学校科技创新团队项目(06CXTD005)、教育部博士点专项基金(200805740002)资助课题。

作者简介: 宣文涛(1983—), 女, 硕士研究生, 主要从事非局域非线性介质光传输处理中的实验方面的研究。

E-mail: yinghua85337@sina.com

导师简介: 胡 巍(1970—), 男, 教授, 主要从事强激光束传输和超短脉冲传输中的理论工作及向列相液晶中非局域孤子的实验等方面的研究。E-mail: huwei@scnu.edu.cn(通信联系人)

本文将分别从铅玻璃的热传导方程和向列液晶的重定向方程出发,建立一个统一的强非局域非线性的数学模型,两者差别仅仅是物理参数和边界条件的不同。参照 Z 扫描的热透镜模型,理论推导了非局域非线性材料的 Z 扫描曲线。在实验上以铅玻璃为样品通过测量不同功率下的 Z 扫描曲线,验证了峰谷透射比差值与入射功率的关系,并得出铅玻璃的材料参数。

2 理论模型

2.1 强非局域非线性的热透镜模型

考虑到铅玻璃的非线性和非局域的起源,可以为介质对于激光束 $E(r)$ 有弱的吸收,通过热扩散形成一定梯度分布的稳定温度场 $T(r, Z)$, 满足热传导方程:

$$\kappa \nabla^2 T(r, Z) = -\alpha |E(r)|^2, \quad (1)$$

其中 α 为吸收系数, κ 为热传导系数, r 是横向坐标, Z 是介质内的纵坐标。在 Z 扫描实验中,可以认为被测介质是光学薄的,所以忽略了光场 $|E(r)|^2$ 在介质内部随 Z 的变化。介质的折射率变化 Δn 正比于温度变化 ΔT , $\Delta n = \beta \Delta T = \beta(T - T_0)$, T_0 与 T 分别为加光场前后介质的温度, β 为温度折射率系数。于是(1)式可写成

$$\nabla^2 \Delta n(r, Z) + a |E(r)|^2 = 0, \quad (2)$$

其中 $a = \alpha\beta/\kappa$ 代表了材料参数。实验中样品如图 1(a) 所示,实验中样品厚度为 L ,其前后表面是近似绝热的,即 $\partial T/\partial Z|_{Z=\pm L/2} = 0$ 。所以对铅玻璃(2)式满足的边界条件为 $\partial \Delta n/\partial Z|_{Z=\pm L/2} = 0$ 。

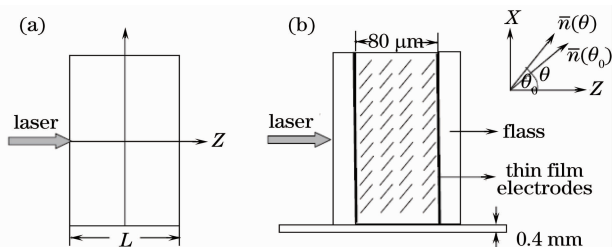


图 1 铅玻璃样品(a)和液晶样品盒及液晶分子取向(b)示意图

Fig. 1 Sketches of lead glass sample (a) and planar nematic liquid crystals cell (b)

实验中液晶盒结构如图 1(b) 所示。所有的液晶分子均匀排列,其液晶分子的指向矢在 $X-Z$ 平面与 Z 轴夹角为 θ_0 , θ_0 即为预偏角。实验中取 $\theta_0 = 45^\circ$ 以得到最强的非线性效应。根据液晶中非线性和非局域的起源,加入光场后液晶分子发生重定向,指向矢与 Z 轴的新夹角为 $\theta = \theta_0 + \Psi$, 其中由光场引

起的重定向部分是小量,即 $\Psi \ll 1$ 。激光场导致的重定向角 Ψ 满足重定向方程^[5]:

$$4K \nabla^2 \Psi(r, Z) + \epsilon_a \epsilon_0 |E(r)|^2 = 0, \quad (3)$$

式中 K 是液晶的弹性常数, ϵ_0 是真空中介电常数, $\epsilon_a = n_{||}^2 - n_{\perp}^2$ 代表液晶分子的各向异性系数。同样我们认为介质内光场 $|E(r)|^2$ 与 Z 无关。由于液晶分子在边界处被锚定,所以重定向角满足的边界条件为 $\Psi(r, \pm L/2) = 0$ 。考虑到 $\Psi \ll 1$, 则重定向效应导致的非线性折射率的改变为 $\Delta n = (\epsilon_a/2n_0) \Psi^{r[5]}$, 则(3)式同样可以写成(2)式的形式,但其中材料参数 $a = \epsilon_a \epsilon_0 / 8Kn_0$ 。所以,液晶和铅玻璃的非局域非线性均可以用(2)式来描述,但是它们的材料参数 a 定义不同,边界条件也不一样。液晶应满足的边界条件是 $\Delta n(r, \pm L/2) = 0$ 。

在 Z 扫描实验中,输入光束为高斯光束,即

$$E(r) = E(0) \exp(-r^2/\omega^2), \quad (4)$$

其中 $E(0)$ 为轴上光场振幅, ω 为光束束宽。非线性效应的主要贡献体现在非线性相移上,所以需要将(4)式代入(2)式,分别求解不同边界条件下的非线性折射率 Δn 的分布。

对于铅玻璃,其边界条件 $\partial \Delta n/\partial Z|_{Z=\pm L/2} = 0$, 数学上可以证明 Δn 与 Z 无关,则(2)式简化为二维泊松方程。二维泊松方程需要在横向($X-Y$ 面内)有界区域内才能得到有限解。考虑圆形高斯光束,为简化计算,假定横向分布是半径为 R_0 的圆,于是圆内的解为

$$\Delta n(r) = \frac{a |E(0)|^2}{8\omega^2} \left[\Gamma\left(\frac{2R_0^2}{\omega^2}\right) - \Gamma\left(\frac{2r^2}{\omega^2}\right) - \ln \frac{r^2}{R_0^2} \right], \quad (5)$$

式中 $\Gamma(x) = \int_x^{+\infty} t^{-1} e^{-t} dt$ 是不完全伽玛函数。在光学薄近似下,非线性导致的相位变化 $\Phi(r) = k_0 \Delta n L$ 。由于强非局域的性质, Δn 在横向的分布范围远远大于高斯光束的束宽 ω , 所以仿照文献[1]的方法将其在光束中心 $r = 0$ 处做泰勒展开,得到 $\Phi(r) = \Phi(0) - \eta r^2/2$, 其中二阶项展开系数 $\eta = k_0 a L |E(0)|^2/2$ 对应等效热透镜的焦距 $f^{[20]}$, 有

$$f = 2/[\eta |E(0)|^2]. \quad (6)$$

对于液晶,其边界条件 $\Delta n(r, \pm L/2) = 0$ 。考虑到对称性可假设其试探解为 $\Delta n(r, Z) = \sum_{m=0}^{\infty} n_m(r) \cos[(2m+1)\pi Z/L]$, 代入(2)式可得

$$\nabla_{\perp}^2 n_m(r) - \frac{1}{W_m^2} n_m(r) = (-1)^{m+1} \frac{4a |E|^2}{(2m+1)\pi}, \quad (7)$$

其中 $W_m = W_0/(2m+1)$, $W_0 = L/\pi$ 为表征非局域程度的特征长度。(7)式的通解为

$$n_m(r) = \frac{(-1)^m 2a}{(2m+1)\pi^2} \times \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} K_0[(r-2r')/W_m] |E(r')|^2 dr', \quad (8)$$

其中 K_0 是零阶修正贝塞尔函数。将(8)式代入试探解中可得到折射率的积分表达式。在光学薄近似下,光束通过介质后引起的相位变化为

$$\Phi = k_0 \int_{-L/2}^{L/2} \Delta n dZ = \frac{4k_0 La}{\pi^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)^2} \times \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} K_0[(r-r')/W_m] |E(r')|^2 dr'. \quad (9)$$

将(3)式与非局域非线性的一般表达式 $\Delta n(r) = n_2 \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} R(r-r') |E(r')|^2 dr'$ 做对比^[11],可得到归一化的

响应函数 $R(r) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{48}{(2m+1)^2 \pi^5 W_0^2} K_0(r/W_m)$, 以及介质非线性折射率系数可表示为 $n_2 = a\pi^2 W_0^2/12$ 。

同样在强非局域条件下将(9)式做泰勒展开, $\Phi(r) = \Phi(0) - \eta r^2/2$, 其中二阶项系数为

$$\eta = \frac{6k_0 |E(0)|^2 n_2 L}{\pi^2 W_0^2} - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{3k_0 |E(0)|^2 n_2 \omega(z)^2}{\pi^5 W_0^2} \exp\left[\frac{\omega(z)^2}{8W_0^2}\right] \Gamma\left[\frac{\omega(z)^2}{8W_0^2}\right], \quad (10)$$

可以证明,在强非局域条件下, η 中后一项总是远远

小于前一项,故忽略后一项,得到 $\eta \approx 6k_0 |E(0)|^2 n_2 L/(\pi^2 W_0^2)$, 向列液晶的等效透镜焦距为

$$f = \frac{\pi^2 W_0^2}{6 |E(0)|^2 n_2 L} = \frac{2}{aL |E(0)|^2}. \quad (11)$$

比较(6)式与(11)式,发现边界条件的选取对样品的等效焦距公式没有影响,可见边界条件对 Z 扫描结果也将没有影响。所以,对于常见的两种非局域非线性介质,虽然它们的非局域非线性的物理机制差别巨大,且边界条件也不相同,但其等效的非线性透镜是一样的。可以预期,它们的 Z 扫描也具有类似的性质。

2.2 Z 扫描理论

图 2 为 Z 扫描实验装置图^[14]。高斯光束在远场小孔的透射比是样品位置 z 的函数。将入射高斯光束用 $q(z)$ 参数来表示为

$$E(r, z) = E_0 \frac{-iz_0}{q(z)} \exp\left[\frac{ik_0 r^2}{2q(z)}\right], \quad (12)$$

其中 E_0 为焦点处的轴上光场振幅, $z_0 = k_0 \omega_0^2/2$ 为光束的瑞利距离, ω_0 为光束束腰半径, $q(z) = z - iz_0$ 。轴上光强为 $|E(0, z)|^2 = I_0/[1 + (z/z_0)^2]$, 其中 $I_0 = |E_0|^2$ 为焦点处轴上光强。因此样品等效焦距的表达式(6)式和(11)式均可写成

$$f = \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right] f_0, \quad (13)$$

其中 $f_0 = 2/(aI_0L)$ 。

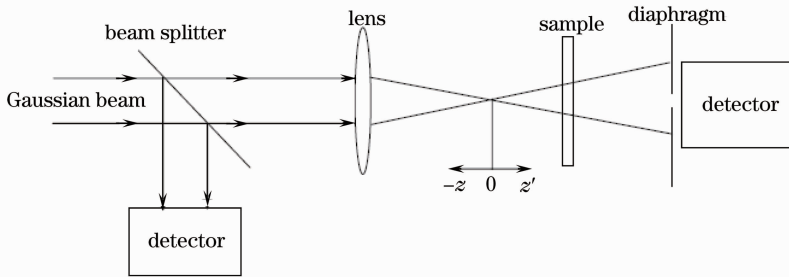


图 2 Z 扫描实验装置示意图

Fig. 2 Experimental setup of Z-scan

当无样品时,远场小孔处的 q 参数可以表示为 $q(z) = z + d - iz_0$, d 是样品位置到远场小孔的空间距离。于是远场小孔处的光场为

$$E_a(r, z+d) = E_0 \frac{-iz_0}{q+d} \exp\left[\frac{ik_0 r^2}{2(q+d)}\right]. \quad (14)$$

当存在样品时,样品等效为一个焦距为 f 的薄透镜。样品出射面的光场的 q' 参数可以根据薄透镜的 ABCD 矩阵得到

$$\begin{aligned} q' &= \frac{q}{1 - q/f} = z' - iz_0', \\ z' &= \frac{zf(f-z) - fz_0^2}{(f-z)^2 + z_0^2}, \\ z_0' &= \frac{z_0 f^2}{(f-z)^2 + z_0^2}, \end{aligned} \quad (15)$$

其中 z_0' 是出样品表面后的新光束的瑞利距离, z' 是新光束的束腰距离。于是有样品时远场小孔处的光场为

$$E'_a(r, z+d) = E_0 \frac{-iz_0}{q'+d} \exp\left[\frac{ik_0 r^2}{2(q'+d)}\right]. \quad (16)$$

因而,远场小孔处的轴上归一化透射比为

$$T(z) = \frac{|E'_a(0, z+d)|^2}{|E_a(0, z+d)|^2}. \quad (17)$$

利用远场条件 $d \gg z_0$, 以及(13)式可以得到轴上归一化透射比为

$$T = \frac{1}{1 - 2\Theta x/1 + x^2 + \Theta^2/1 + x^2}, \quad (18)$$

其中 $x = z/z_0$, $\Theta = z_0/f_0 = z_0 I_0 L a / 2$. 若非线性相移足够小, 即 $\Theta \ll 1$, 则(18)式可变为

$$T = \frac{1}{1 - 2\Theta x/1 + x^2}, \quad (19)$$

这与文献[19]的热透镜模型是一致的。 Θ 是一个与透镜焦点处激光光强 I_0 、入射激光波长 λ 、材料厚度 L 及材料参数 a 有关的量。令 $dT/dx = 0$, 可以得到归一化透射比曲线的峰谷在 $x = \pm 1$ 处, 也就是峰谷间距 $|\Delta x_{PV}| = 2$. 其峰谷差值 ΔT_{PV} 与 Θ 有关, $\Delta T_{PV} = 2|\Theta|$.

当介质非线性相移不满足 $\Theta \ll 1$ 时, 则由(18)式可得到此时归一化透射比曲线峰谷间距 $\Delta x_{PV} = \sqrt{\Theta^2 + 4}$, 及其峰谷差值 $\Delta T_{PV} = |\Theta| \sqrt{\Theta^2 + 4}$. 图3给出了曲线峰谷位置及其差值与 Θ 的关系图。

从图中可以发现, 随着 Θ 的增大, 透射比曲线的峰谷位置逐渐远离原点, 这是因为其等效透镜的焦距随之增大。峰谷透射比差值随 Θ 的增大而增大, 这种趋势与与高斯响应的非局域非线性介质的 Z 扫描时峰谷透射比差的变化趋势相反^[21], 与厚介质的峰谷透射比差随介质厚度的变化趋势相同^[16]。那么我们可以利用 Z 扫描方法, 通过改变入射功率, 得到不同功率下的 Z 扫描曲线。根据曲线峰谷透射比差值与 Θ 的关系, 确定参数 a 的值。

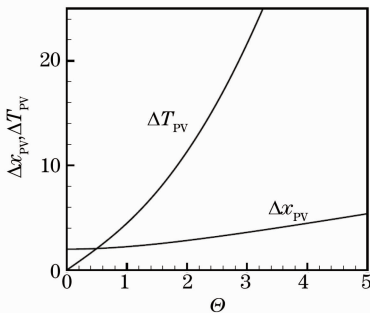


图3 曲线峰谷间距及其差值与 Θ 的关系图

Fig. 3 Peak-valley separation and their difference of different Θ

3 实 验

实验中以铅玻璃为样品, 利用 Z 扫描方法测量材料参数。入射光为波长 514 nm 的基模氩离子激光。通过透镜聚焦后的高斯光束在焦点处束宽为 $\omega_0 = 15.3 \mu\text{m}$, 铅玻璃厚度为 $551.7 \mu\text{m}$ 。实验测量了不同入射功率下铅玻璃的 Z 扫描曲线, 如图 4 所示, 输入的功率分别为 0.2, 0.3 和 0.4 W。

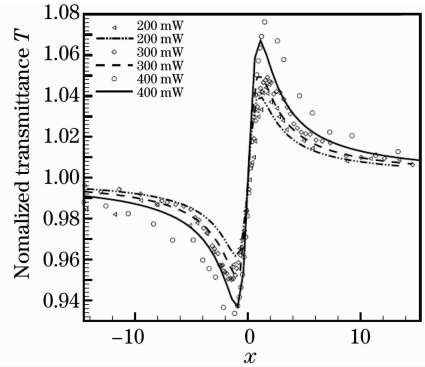


图4 不同功率下的 Z 扫描曲线

Fig. 4 Experimental results of Z-scan curves with different incident power

从图 4 可以发现, 入射功率越大, 峰谷透射比差值越大。由于峰谷的差值只有 0.1 左右, 意味着非线性相移 Θ 比较小, 所以可以直接使用(19)式来解释实验结果。根据对(19)式的分析可知, 峰谷透射比差值与入射功率 P_0 的关系式为 $\Delta T_{PV} = 2|\Theta| = 4aLP_0/\lambda$, 对于铅玻璃 $a = \alpha\beta/\kappa$ 。图 5 给出了实验中峰谷透射比差值与入射功率的关系图。由于透射比差值正比于功率, 所以用直线对图 5 中数据进行拟合, 得到拟合曲线的斜率为 0.27, 则材料参数 $a = 1.26 \times 10^{-4}/\text{W}$ 。

对于铅玻璃, 不能进一步确定 α, β, κ 的数值。除了吸收系数 α 容易测量外(样品测量的结果为 $\alpha = 0.07/\text{cm}$), 其他两个参数都比较难测量。幸运的是,

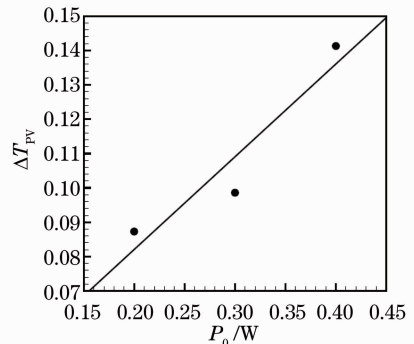


图5 不同功率下的曲线峰谷透射比差值

Fig. 5 Peak-valley difference of transmittance curves with different incident power

根据文献[22]的推导结果, 铅玻璃中非局域孤子的临界功率与 a 的值有关, 而与 α, β, κ 各自的数值无关。根据测量结果, 在入射束宽为 $50 \mu\text{m}$ 时, 计算出铅玻璃中形成孤子的临界功率为 $P_c = 543 \text{ mW}$, 这与文献[23]中的实验结果非常接近。说明我们的测量是可信的。

实验中使用的功率变化不够大, 非线性相移 Θ 比较小, 所以峰谷的位置变化很小, 实验中也并没有观察到 Δx_{PV} 随功率的变化。

4 结 论

在理论和实验上研究了非局域非线性测量的 Z 扫描方法。在理论上给出了液晶和铅玻璃的非局域非线性的折射率变化模型, 以及它们的等效薄透镜参数; 通过 q 参数得到归一化的 Z 扫描透射比曲线。发现不同的边界条件对介质的 Z 扫描没有影响; 透射比曲线的峰谷位置都随入射功率增加而逐渐地远离原点, 峰谷透射比差值也随着增大。在实验中测量了铅玻璃的 Z 扫描曲线, 验证了 Z 扫描曲线的峰谷情况与入射功率有关, 并得到铅玻璃的材料参数值, 其数值与实验的结果相符。

参 考 文 献

- 1 A. W. Snyder, D. J. Mitchell. Accessible solitons[J]. *Science*, 1997, **276**(5318): 1538~1541
- 2 Y. R. Shen. Solitons made simple [J]. *Science*, 1997, **276**(5318): 1520
- 3 C. Conti, M. Peccianti, G. Assanto. Route to nonlocality and observation of accessible solitons[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(7): 073901-1
- 4 M. Peccianti, K. A. Brzdakiewicz, G. Assanto. Nonlocal spatial soliton interactions in nematic liquid crystals[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(16): 1460~1462
- 5 C. Conti, M. Peccianti, G. Assanto. Observation of optical spatial solitons in a highly nonlocal medium[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(11): 113902-1
- 6 M. Peccianti, A. D. Rossi, G. Assanto *et al.*. Electrically assisted self-confinement and waveguiding in planar nematic liquid crystal cells[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **77**(1): 7~9
- 7 W. Hu, T. Zhang, Q. Guo. Nonlocality-controlled interaction of spatial solitons in nematic liquid crystals[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **89**(7): 071111-1
- 8 C. Rotschild, O. Cohen, O. Manela *et al.*. solitons in nonlinear media with an infinite range of nonlocality: First observation of coherent elliptic solitons and vortex-ring solitons [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(18): 213904-1
- 9 C. Rotschild, B. Alfassi, O. Cohen *et al.*. Long-range interactions between optical solitons [J]. *Nat. Phys.*, 2006, **2**(2006): 769~774
- 10 A. Barak, C. Rotschild, B. Alfassi *et al.*. Boundary force effects exerted on solitons in highly nonlinear media [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(2): 154~156
- 11 Q. Guo, B. Luo, F. Yi *et al.*. Large phase shift of nonlocal optical spatial solitons [J]. *Phys. Rev. E*, 2004, **69**(1): 016602-1
- 12 Wen Shuangchun, Dai Xiaoyu, Xiang Yuanjiang. Research advances in nonlinear optics of metamaterials [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(6): 803~810
文双春, 戴小玉, 项元江. 超介质非线性光学研究进展 [J]. *中国激光*, 2008, **35**(6): 803~810
- 13 Wang Youwen, Wen Shuangchun, Hu Yonghua *et al.*. Dependence of nonlinear hot image of intense laser beam on the thickness of Kerr medium [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(5): 698~705
王友文, 文双春, 胡勇华 *et al.*. 强激光非线性热像与克尔介质厚度的关系 [J]. *中国激光*, 2008, **35**(5): 698~705
- 14 Sheik Bahae M, A. A. Said, T. H. Wei *et al.*, Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **26**(4): 760~769
- 15 A. Agnesi, G. C. Reali, A. Tomaselli. Beam quality measurement of laser pulses by nonlinear optical techniques [J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(24): 1764~1766
- 16 W. P. Zang, J. G. Tian, G. Y. Zhang *et al.*. Theoretical analysis of Z-scan in thick optical nonlinear media [J]. *Acta Physica Sinica*, 1994, **43**(3): 476~482
臧维平, 田建国, 张光寅 等. 厚光学非线性介质 Z-扫描理论分析 [J]. *物理学报*, 1994, **43**(3): 476~482
- 17 Q. G. Yang, H. S. Fei, Z. Q. Wei *et al.*. Measurement of Nonlinear refractive index with Z-scan method of slow decay materials [J]. *Acta Physica Sinica*, 1995, **44**(11): 1754
杨启光, 费浩生, 魏振乾 等. 测量慢弛豫介质的非线性折射率 Z-扫描方法 [J]. *物理学报*, 1995, **44**(11): 1754
- 18 S. Q. Chen, Z. B. Liu, W. P. Zang *et al.*. Study on Z-scan characteristics for a large nonlinear phase shift [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2005, **22**(9): 1911~1916
- 19 F. L. S. Cuppo, A. M. Figueiredo Neto, P. Palffy-Muhoray *et al.*. Thermal-lens model compared with the Sheik-Bahae formalism in interpreting Z-scan experiments on lyotropic liquid crystals [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(6): 1342~1348
- 20 J. W. Goodman. Introduction to Fourier Optics, the 3rd ed [M]. Qin Kecheng, Liu Peisen, Chen Jiabi *et al.*. Tranl.. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2006. 88~98
J. W. 顾德曼. 傅里叶光学导论, 第二版 [M]. 秦克诚, 刘培森, 陈家璧 等译. 北京: 电子工业出版社, 2006. 88~92
- 21 X. C. Gao, W. Hu, T. Zhang *et al.*. Measurement of optical nonlinearities in nonlocal nonlinear media by a single Z-scan method [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(4): 2237~2242
高喜存, 胡 巍, 张 涛 等. 利用 Z-扫描技术确定非局域非线性折射率 [J]. *物理学报*, 2007, **56**(4): 2237~2242
- 22 L. B. Liang, Y. J. Zheng, W. Hu *et al.*. Investigation of propagation of spatial soliton in nonlocal nonlinear medium of finite-size [J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(9): 5690~5698
梁炎斌, 郑亚建, 胡 巍 等. 有界非局域非线性介质中空间孤子传输的研究 [J]. *物理学报*, 2008, **57**(9): 5690~5698
- 23 D. Q. Lu, W. Hu, Y. J. Zheng *et al.*. Self-induced fractional Fourier transform and revivable higher-order spatial solitons in strongly nonlocal nonlinear media [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **78**(4): 043815