

# 利用 $Z$ 扫描技术确定非局域非线性介质的非线性折射率\*

高喜存 胡巍<sup>†</sup> 张涛 郭旗 王新爱 龙学文

(华南师范大学光子信息技术实验室, 广州 510006)

(华南师范大学传输光学实验室, 广州 510006)

(2006 年 2 月 27 日收到, 2006 年 12 月 17 日收到修改稿)

采用高斯分解法, 分析并讨论了非局域非线性介质的  $Z$  扫描特性. 基于介质的非线性响应函数为高斯型, 给出了用于确定非局域非线性介质的非线性折射率系数的透过率表达式, 分析了非局域非线性介质的非局域程度对透过率曲线的影响, 得到了计算非局域非线性介质的非线性折射率系数以及非局域程度的方法, 讨论了由于非局域性条件所带来的对实验上的一些参数的调整, 提出了测量介质非局域程度的可行的实验方法并说明了其他注意事项. 同时还数值模拟了在介质的响应函数为双曲正割型情况下通过薄样品的远场  $Z$  扫描曲线, 并与高斯响应情况下的结果进行了比较.

关键词: 非局域程度, 薄介质, 远场条件,  $Z$  扫描曲线

PACC: 4265J, 7820

## 1. 引言

当空间光束在非线性介质中传输时, 组成材料的基本单元会在电场的作用下产生响应, 引起非线性极化. 若介质对光场的非线性响应不仅与该点的光场有关, 而且与空间其他点处的光场有关, 则称此介质为空间非局域非线性介质. 响应的空间范围越大, 即光场所影响的距离越远, 介质的非局域性就越强. 人们根据光束束宽与介质非线性响应函数相关长度的相对尺度大小, 将非线性介质分为局域、弱非局域、一般性非局域和强非局域四大类<sup>[1]</sup>. 光在非线性介质中传输时, 介质的非线性效应使光束收缩. 当这种效应与光束的衍射效应平衡时, 光束就能形成空间光孤子在介质中传输<sup>[2-5]</sup>. 由于非局域非线性介质中的孤子支持弱信号的波导传输, 有利于实现全光结构, 因此研究介质的非局域非线性特性对研究非线性介质中的空间光孤子及其他现象具有至关重要的意义.

$Z$  扫描方法是由 Sheik-Bahae 等<sup>[6]</sup>提出的利用单一激光光束测量光学非线性系数符号及其大小的

方法. 利用这种方法进行测量的装置简单、灵敏度高. Sheik-Bahae 等<sup>[6]</sup>首先用这种方法测量了局域非线性介质的非线性折射率系数  $n_2$ . 然后, 人们将  $Z$  扫描方法应用于厚光学非线性介质<sup>[7]</sup>、慢弛豫非线性介质<sup>[8]</sup>、短脉冲<sup>[9]</sup>、帽顶光束<sup>[10]</sup>及大非线性相移<sup>[11, 12]</sup>的测量和物质的化学性质及结构分析<sup>[13, 14]</sup>等方面, 找出了介质厚度、响应时间、脉冲持续时间及小孔大小和光强对非线性折射率的影响. 后来, Palffy-Muhoray 实验小组<sup>[15]</sup>把  $Z$  扫描方法推广到液晶材料, 讨论了液晶的非线性对温度和探测光强的依赖关系, 并进一步研究了液晶由热棱镜效应引起的非局域非线性<sup>[16]</sup>. 然而, 到目前为止还未见有文献系统地讨论不同非局域条件对  $Z$  扫描曲线及其测量结果的影响.

本文从 1+2 维的非局域非线性克尔介质出发, 当高斯光束入射到非局域非线性样品上时, 用解析和数值模拟的方法讨论了高斯光束通过远场小孔的归一化透过率的  $Z$  扫描特性. 研究表明, 归一化透过率曲线的峰谷特征与非局域程度有关. 非局域程度越大的介质, 其  $Z$  扫描曲线的峰谷位置距原点越远, 几乎呈线性变化关系. 由此给出了确定介质非线性

\* 国家自然科学基金(批准号: 60278013, 10474023), 广东省自然科学基金重点项目(批准号: 04105804)和国家高技术研究发展计划(批准号: 8638045)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: huwei2000@vip.163.com

性响应的非局域程度及不同非局域条件下的非线性系数  $n_2$  的方法,并提出了实验上可行的测量方法.

## 2. 理 论

图 1 是  $Z$  扫描的实验装置示意图.实验原理分析见文献 [1],会聚高斯光束通过远场小孔的透过率是样品位置  $z$  (相对透镜焦平面)的函数.曲线的峰-谷形状反映了介质的非线性折射率为负,而谷-峰形状则反映了介质的非线性折射率为正.透过率曲线的峰谷透过率差对非线性相移的依赖关系提供了确定介质的非线性折射率的方法.为了简便,我们这里仅考虑三阶非线性介质<sup>[6]</sup>.一般而言,三阶非线性介质的折射率可以写成

$$n = n_0 + n'_2 \int_{-\infty}^{+\infty} R(r-r') |E(r',z)|^2 d^2 r', \quad (1)$$

式中  $n_0$  是介质的线性折射率; $n'_2$  是介质的非线性折射率系数(应该注意的是, $n'_2$  与局域克尔介质的非线性折射率系数<sup>[6]</sup>  $n_2$  在量纲上差一面积); $R(r-r')$  是介质的非线性响应函数( $r$  和  $r'$  代表二维的横向坐标矢量); $E(r',z)$  为探测光场; $d^2 r'$  表示二维的卷积.

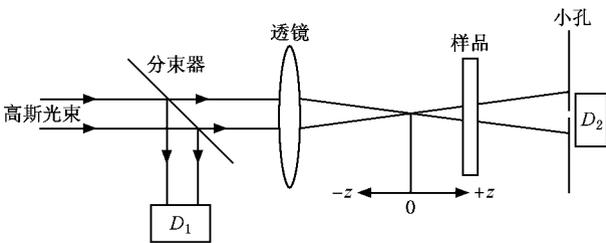


图 1  $Z$  扫描实验装置示意图  $D_1, D_2$  为光探测器

如果我们所用的是沿  $+z$  方向传输的  $TEM_{00}$  高斯光束,则

$$E(z,r) = E_0 \frac{w_0}{u(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right) \times \exp\left(-\frac{ikr^2}{2R(z)}\right) \exp(-i\phi(z)), \quad (2)$$

式中  $E_0$  是焦点处的轴上光场, $w_0$  为光束束腰半径, $u(z)$  为  $z$  处光束半径, $R(z)$  为  $z$  处的波前曲率半径.

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + z^2/z_0^2\right), \\ R(z) = z \left(1 + z_0^2/z^2\right),$$

其中瑞利距离  $z_0 = kw_0^2/2$ . 波矢  $k = 2\pi/\lambda$  与波长  $\lambda$  都是自由空间中的参量.  $\exp(-i\phi(z))$  包含了与径向无关的相位改变.

在考虑薄样品(样品厚度  $L \ll z_0$ )和傍轴近似条件时,三阶非线性介质中的光传输方程<sup>[3]</sup>可分成以下两个方程分别描述光场的振幅和相位

$$\frac{d\Delta\phi}{dz'} = kn'_2 \int_{-\infty}^{+\infty} R(r-r') |E(r',z)|^2 d^2 r', \quad (3)$$

$$\frac{dI}{dz'} = -\alpha(I)I. \quad (4)$$

应该注意,这里  $z'$  是指光在样品内的传输深度而不是指样品的位置  $z$ , $\alpha(I)$  一般包括线性吸收和非线性吸收.在忽略非线性吸收的情况下,由(3)(4)式可解得光经样品后的相位变化

$$\Delta\phi(z,r) = kn'_2 \int_{-\infty}^{+\infty} R(r-r') |E(r',z)|^2 dr' L_{\text{eff}}, \quad (5)$$

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}, \quad (6)$$

式中  $L_{\text{eff}}$  是样品有效厚度, $L$  是样品厚度, $\alpha$  是线性吸收系数.

假定响应函数是高斯型,归一化后可得

$$R_C(r-r') = R_0 \exp\left(-\frac{(r-r')^2}{\Omega_C^2}\right) \\ = \frac{1}{\Omega_C^2 \pi} \exp\left(-\frac{(r-r')^2}{\Omega_C^2}\right). \quad (7)$$

将(7)式代入(5)式得

$$\Delta\phi(z,r) = \Delta\phi_0(z) \exp(-2r^2/w'^2(z)), \quad (8)$$

式中

$$\Delta\phi_0(z) = \frac{\Delta\phi_0(0)}{(1 + z^2/z_0^2) (1 + 2\Omega_C^2/w^2(z))},$$

$$w'^2(z) = w^2(z) + 2\Omega_C^2,$$

$$\Delta\phi_0(0) = \Delta\phi_{0L} (1 + 2\Omega_C^2/w_0^2),$$

$$\Delta\phi_{0L} = kn'_2 I_0 L_{\text{eff}}.$$

这里  $\Delta\phi_0(0)$  是非局域情况下焦点( $z=0$ )处的轴上( $r=0$ )相移, $\Delta\phi_{0L}$  是局域情况下焦点处的轴上相移(与文献 [6] 中局域情况下的  $\Delta\phi_0$  一致), $I_0$  是焦点( $z=0$ )处的轴上光强.忽略菲涅耳反射损耗,可得样品出表面处的光场  $E_e$ ,

$$E_e(z,r) = E(z,r) \exp\left(-\frac{\alpha L}{2}\right) \exp(i\Delta\phi(z,r)). \quad (9)$$

(9) 式包含了非线性相移.由于样品很薄,根据高斯分解法<sup>[17]</sup>,我们可以对非线性相移  $\exp(i\Delta\phi(z,r))$

进行泰勒展开<sup>[6]</sup>,从而得到样品出表面处的复合光场

$$E_s(z, r) = E(z, r) \exp\left(-\frac{\alpha L}{2} \sum_{m=0}^{+\infty} \frac{[i\Delta\phi_0(z)]^m}{m!}\right) \times \exp\left(-\frac{2mr^2}{w'^2(z)}\right). \quad (10)$$

根据空间  $q$  参数关系<sup>[18]</sup>可以计算出在自由空间中从样品出表面传输距离  $d$  到达小孔处的光场

$$E_a(z, r) = E(z, r=0) \exp\left(\frac{-\alpha L}{2}\right) \times \sum_{m=0}^{+\infty} \frac{[i\Delta\phi_0(z)]^m}{m!} \frac{w_{m0}}{w_m} \times \exp\left(\frac{-r^2}{w_m^2} - \frac{ikr^2}{2R_m} + i\theta_m\right), \quad (11)$$

式中

$$g = 1 + d/R(z),$$

$$w_{m0}^2 = \frac{w'^2(z)w^2(z)}{2mw^2(z) + w'^2(z)},$$

$$w_m^2 = w_{m0}^2 \left[ g^2 + \frac{d^2}{d_m^2} \right],$$

$$R_m = d \left[ 1 - \frac{g}{g^2 + d^2/d_m^2} \right]^{-1},$$

$$\theta_m = \arctan\left[\frac{d/d_m}{g}\right],$$

其中

$$d_m = \frac{w_{m0}^2}{2}.$$

当仅考虑三阶非线性和小相移变化时,我们可以得到轴上 Z 扫描透过率.令(11)式中  $r=0$ ,并且由于小相位变化(11)式中求和部分可只保留两项<sup>[6]</sup>,这样可得

$$\mathcal{T}(z, \Delta\phi_0) = \frac{|E_a(z, r=0, \Delta\phi_0)|^2}{|E_a(z, r=0, \Delta\phi_0=0)|^2} = \frac{\left| \left( g + i \frac{d}{d_0} \right)^{-1} + i\Delta\phi_0(z) \left( g + i \frac{d}{d_1} \right)^{-1} \right|^2}{\left| \left( g + i \frac{d}{d_0} \right)^{-1} \right|^2}. \quad (12)$$

利用远场条件  $d \gg z_0$  进一步将(12)式简化为

$$T = 1 + \frac{4x(1+x^2)x_0^2 + 4kx\Omega_G^2/z_0}{k^2\Omega_G^4 + 6k\Omega_G^2z_0 + 2k\Omega_G^2x^2z_0 + (1+x^2)(9+x^2)x_0^2} \times \frac{\Delta\phi_{0L}}{(1+x^2) + \frac{2\Omega_G^2}{w_0^2}}. \quad (13)$$

令  $\gamma = \Omega_G/w_0$  则(13)式可写成

$$T = 1 + \frac{4(1+x^2)x + 8x\gamma^2}{4\gamma^4 + 12\gamma^2 + 4\gamma^2x^2 + (1+x^2)(9+x^2)} \times \frac{\Delta\phi_{0L}}{2\gamma^2 + (1+x^2)}, \quad (14)$$

式中  $x = z/z_0$ ,  $\gamma$  表示非局域程度,  $\gamma$  越大说明非局域程度越强.

### 3. 讨 论

当  $\gamma \rightarrow 0$  时,对应于局域非线性介质情形,归一化透过率(14)式变为

$$T = 1 + \frac{4x\Delta\phi_{0L}}{(1+x^2)(9+x^2)}. \quad (15)$$

这与文献[6]的结果一致,为验证该 Z 扫描理论的正确性提供了理论性依据.同时,为了说明非局域情况下 Z 扫描曲线的特点,我们给出了非局域非线性响应函数分别为高斯型和双曲正割型两种情况下的 Z 扫描曲线(图2).图2中的归一化双曲正割响应可表示为

$$R_s(r-r') = \frac{1}{3.6639\pi\Omega_s^2} \operatorname{sech}\left(\frac{r-r'}{\Omega_s}\right),$$

归一化高斯响应函数形式如(7)式所示,两种响应函数具有相同的半高全宽  $\Omega_{\text{FWHM}}$ <sup>[19]</sup>.那么,对于同一入射高斯光束(如(2)式)而言,当  $\Omega_s = \sqrt{2\ln 2}\Omega_G(2 \times \ln(1+\sqrt{2}))$  时,两种响应情况下的非局域程度  $\gamma$  值相同.从图2可以看出,不同非局域程度下的 Z 扫描曲线具有与局域程度情况类似的峰谷特点.这是因为不管是局域还是非局域的非线性薄样品都可以看作是一个薄透镜,薄透镜对光束的会聚或发散作用会导致光束的宽度变化,从而造成归一化透过率曲线的峰谷特点.

#### 3.1. 非局域程度对透过率曲线峰谷位置的影响

令

$$\frac{dT}{dx} = 0, \quad (16)$$

得到

$$\gamma = \sqrt{-3/2 + x_m^2 + |x_m| \sqrt{1+x_m^2}}. \quad (17)$$

图3给出了  $|x_m|$  与  $\gamma$  的关系.从图3可以看出,  $|x_m|$  几乎线性地依赖于  $\gamma$ ,并且非局域程度越强,透过率曲线的峰谷位置离原点就越远.这种性质可以作如下理解:非线性薄介质的非局域程度越强,其等效的薄透镜的焦距就越大.

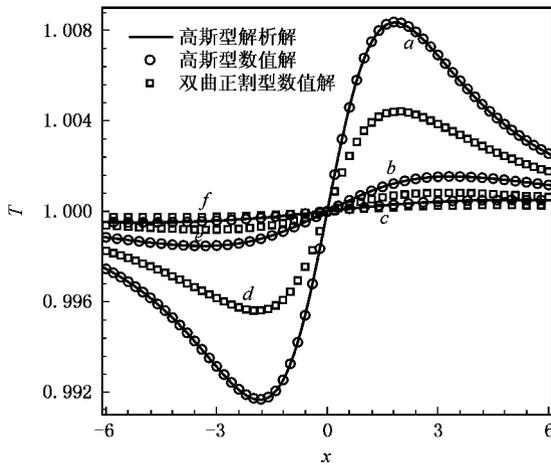


图 2 当  $\Delta\phi_{0L} = 0.25$  时,  $Z$  扫描的高斯响应理论结果、高斯响应模拟结果以及双曲正割响应模拟结果之间的比较. 曲线 a、曲线 b、曲线 c 分别表示高斯响应时  $\gamma = 2, 4, 6$  的情况; 曲线 d、曲线 e、曲线 f 分别表示双曲正割响应时  $\gamma = 2, 4, 6$  的情况.

不同的非局域程度  $\gamma$  对应不同的  $|x_m|$ . 因此, 我们可以根据透过率曲线的峰谷位置来确定介质的非局域程度或非线性响应函数的特征长度.

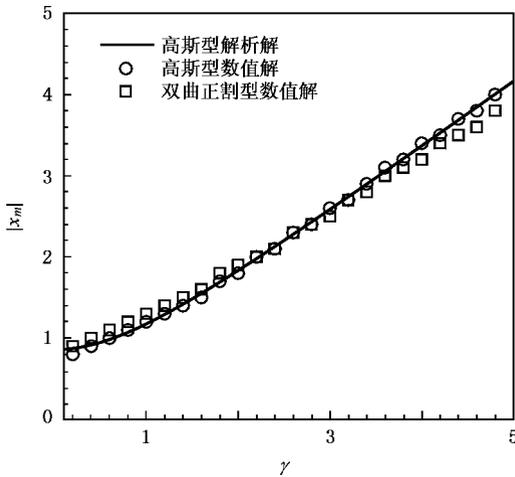


图 3  $|x_m|$  与  $\gamma$  的关系

### 3.2. 非局域程度对峰谷透过率差的影响

由 (17) 式可以看出, 对于给定样品,  $Z$  扫描曲线的峰谷位置是关于原点对称的, 因此峰谷透过率差

$$\Delta T_{p-v} = \frac{(8x_m(1+x_m^2) + 16x_m\gamma^2)\Delta\phi_{0L}}{(4\gamma^4 + 12\gamma^2 + 4\gamma^2x_m^2 + (1+x_m^2)(9+x_m^2))2\gamma^2 + (1+x_m^2)} \quad (18)$$

结合 (17)(18) 两式, 我们给出了  $\Delta T_{p-v}/|\Delta\phi_{0L}|$  与  $\gamma$

的关系如图 4 所示. 从图 4 可以看出, 当样品和入射激光给定后, 即  $\Delta\phi_{0L}$  一定时,  $Z$  扫描曲线的峰谷透过率差  $\Delta T_{p-v}$  随非局域程度  $\gamma$  的增大而减小. 当  $\gamma = 4$  时  $\Delta T_{p-v}/|\Delta\phi_{0L}|$  几乎为零. 因此, 图 4 说明  $Z$  扫描技术不适于测量非局域程度  $\gamma$  很大的介质. 对于非局域程度  $\gamma$  较大的介质, 实验上我们可以选用测量精度高的仪器或者采用厚介质, 通过增大  $\Delta\phi_{0L}$  使得  $\Delta T_{p-v}$  增大, 实现实验测量.

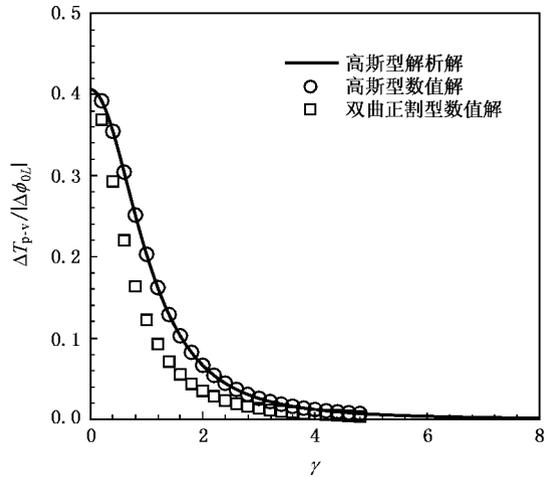


图 4  $\Delta T_{p-v}/|\Delta\phi_{0L}|$  与  $\gamma$  的关系

### 3.3. 焦点处入射激光的轴上光强 $I_0$ 对曲线峰谷透过率差的影响

根据以上的理论分析可知, 当非线性薄样品和入射激光确定后, 有

$$\Delta\phi_{0L} = aI_0, \quad (19)$$

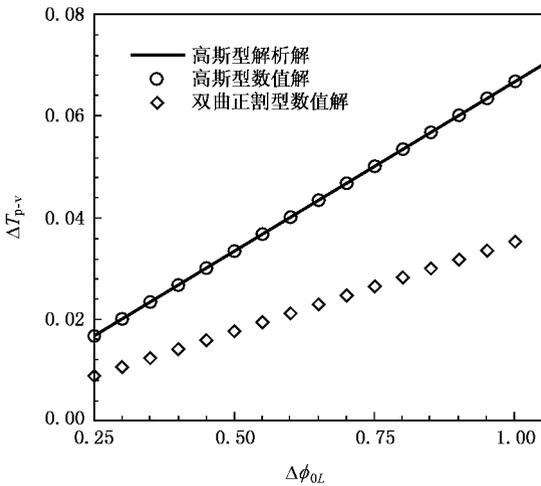
$$\Delta T_{p-v} = a'\Delta\phi_{0L}, \quad (20)$$

式中  $a, a'$  都是常数. 因此, 图 5 中的变量关系实际上反映了  $Z$  扫描曲线的峰谷透过率差  $\Delta T_{p-v}$  随焦点处轴上光强  $I_0$  的变化. 从图 5 可以看出, 增强入射光束的光强可以增大  $Z$  扫描曲线的峰谷透过率差.

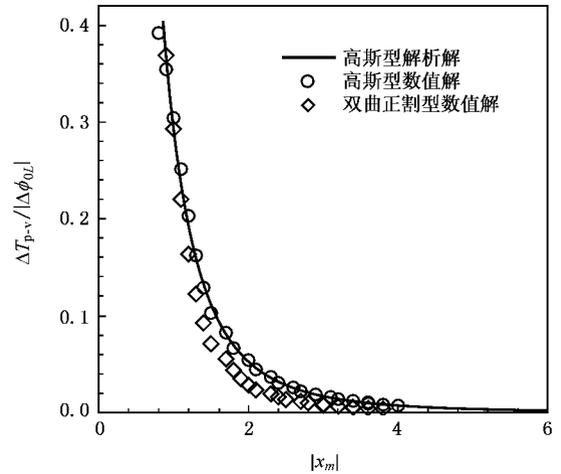
实验上要测量非局域程度较大的介质的非线性折射率系数, 可以通过增大入射激光的光强以保证实验可测性. 但是, 太大的入射激光光强又会导致非线性吸收的增加以致其不能被忽略. 因此, 实验可采取适度增大入射激光的光强并同时增大入射激光的束腰宽度来减弱非局域程度的方法, 实现实验上的可行性测量.

### 3.4. 介质非线性折射率系数的测量

将 (17)(18) 式联立后消去  $\gamma$ , 可得一种测量非

图 5  $\Delta T_{p-v}$  与  $\phi_{0L}$  的关系

Z 扫描的谷位置.

图 6  $\Delta T_{p-v}/|\Delta\phi_{0L}|$  与  $|x_m|$  的关系

局域非线性介质的非线性折射率系数的方法,如图 6 所示.首先根据实验测量得出的透过率曲线,确定出  $x_m$  和  $\Delta T_{p-v}$ ,再由图 6 得到  $\Delta\phi_{0L}$ ,从而可确定非线性折射率系数  $n'_2$ .

### 3.5. 高斯响应和双曲正割响应两种情况下 Z 扫描曲线的比较

图 2—图 6 反映了高斯响应时的数值解和解析解符合得很好,双曲正割响应的 Z 扫描曲线的峰谷位置与高斯响应的情况非常接近,而极值却不同.这主要是因为虽然双曲正割型与高斯型的形状很相似,并且我们又采用了相同的半高全宽标准,但理论上(5)式中的卷积结果的差异对非线性相移  $\Delta\phi_0$  的影响很大,致使透过率曲线的峰谷透过率差大不相同,而两种情况下曲线的峰谷位置却几乎不受此影响,仅与非局域程度有关.此外,Z 扫描曲线的特征表明,随着  $x$  的逐渐增大,透过率趋于一个常数极值,这反映了非线性介质产生的光限制效应.因此,为了使光限制效应最大化,我们应该把薄样品放在

## 4. 结 论

本文分析并讨论了非局域非线性介质的 Z 扫描理论.以介质的高斯型响应函数为基础,我们理论推导了非局域情况下,光通过非线性薄样品时在远场情况下透过小孔的归一化透过率.分析得出对于非局域非线性薄介质,不论其非局域程度如何都具有与薄样品类似的透过率曲线.但是由于非局域非线性介质相当于一个长焦距的薄透镜,对于非局域程度  $\gamma$  越大的介质,其 Z 扫描曲线的峰谷位置距原点越远,几乎是呈线性变化.由于非局域性带来了实验上的一些调整,像适度增大入射激光光强、利用宽光束、采用厚介质或选用精密的测量仪器等,以便于实现实验测量.同时,还数值模拟了介质的响应函数为双曲正割型时的 Z 扫描曲线,比较后发现:由于双曲正割型与高斯型的形状相似性,同样条件下它们的 Z 扫描曲线的峰谷位置极其接近.

[1] Krolikowski W, Bang O, Rasmussen J J *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **64** 016612

[2] Snyder A W, Mitcher D J 1997 *Science* **276** 1538

[3] Guo Q, Luo B, Li F H *et al* 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602

[4] Krolikowski W, Bang O 2001 *Phys. Rev. E* **63** 016610

[5] Stegeman G I, Segev M 1999 *Science* **286** 1518

[6] Sheik-Bahae M, Said A A, Wei C H *et al* 1990 *IEEE J. Quantum Electron.* **26** 760

[7] Zang W P, Tian J G, Zhang G Y *et al* 1994 *Acta Phys. Sin.* **43** 476 (in Chinese) 臧维平、田建国、张光寅等 1994 物理学报 **43** 476

[8] Yang Q G, Fei H S, Wei Z Q *et al* 1995 *Acta Phys. Sin.* **44** 1754 (in Chinese) 杨启光、费浩生、魏振乾等 1995 物理学报 **44** 1754

[9] Chen S Q, Liu Z B, Zang W P *et al* 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1911

- [ 10 ] Yang X J ,Zang W P ,Tian J G *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2735  
( in Chinese ) 杨新江、臧维平、田建国等 2005 物理学报 **54** 2735 ]
- [ 11 ] Olivier T ,Billard T ,Akhouayri H 2004 *Opt. Express* **12** 1377
- [ 12 ] Chen S Q ,Liu Z B ,Zang W P *et al* 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1211  
( in Chinese ) 陈树琪、刘智波、臧维平等 2006 物理学报 **55** 1211 ]
- [ 13 ] Zhang P ,Niu Y X ,He C J *et al* 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2730 ( in Chinese ) 张 鹏、牛燕雄、何琛娟等 2006 物理学报 **55** 2730 ]
- [ 14 ] Liang J C ,Wang X S ,Luo D B *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3596  
( in Chinese ) 梁检初、王晓生、罗锻斌等 2004 物理学报 **53** 3596 ]
- [ 15 ] Palfy-Muhoray P ,Yuan H J , Li L *et al* 1991 *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **207** 291
- [ 16 ] Palfy-Muhoray P 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 1342
- [ 17 ] Weaire D ,Wherrett B S , Miller D A B *et al* 1974 *Opt. Lett.* **4** 331
- [ 18 ] Haus H A 1985 *Waves and Fields in Optoelectronics* ( Taipei :Central Book Company ) p129
- [ 19 ] Agrawal G P 2002 *Nonlinear Fiber Optics and Its Application* ( Beijing :Publishing House of Electronics Industry ) Chap3 ( in Chinese ) Agrawal G P 2002 非线性光纤光学原理及应用( 中译本 ) 北京 :电子工业出版社 第 3 章 ]

## Measurement of optical nonlinearities in nonlocal nonlinear media by a single $Z$ -scan method<sup>\*</sup>

Gao Xi-Cun   Hu Wei<sup>†</sup>   Zhang Tao   Guo Qi   Wang Xin-Ai   Long Xue-Wen

( *Laboratory of Photonic Information Technology , Shouth China Normal University , Guangzhou 510006 ,China* )

( *Laboratory of Light Transmission Optics ,South China Normal University , Guangzhou 510006 ,China* )

( Received 27 February 2006 ; revised manuscript received 17 December 2006 )

### Abstract

Using Gaussian decomposition method , we analyze the characteristics of  $Z$ -scan curves for nonlocal nonlinear materials in this paper. We provide the normalized transmittance expression for determinating the nonlinear refractive index of nonlocal nonlinear medium based on Gaussian nonlinear response , analyze the influence of the degree of nonlocality on the  $Z$ -scan curves , show the methods of measuring the nonlinear refractive index of nonlocal nonlinear medium and the degree of nonlocality , discuss the adjustment brought about by the degree of nonlocality and suggest some feasible measurements. In addition , the numerical results on the base of sech response are obtained and compared with the results on the assumption that the nonlinear response of the nonlocal media is Gaussian.

**Keywords** : nonlocal degree , thin media , far-field condition ,  $Z$ -scan curve

**PACC** : 4265J , 7820

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60278013 , 10474023 ) , the Key Program of Natural Science Foundation of Guangdong Province , China ( Grant No. 04105804 ) and the National High Technology Development Program of China ( Grant No. 8638045 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : huwei2000@vip.163.com