

# 克尔介质中脉冲宽度对瞬态热光 非线性效应的影响\*

陈树琪 刘智波 周文远 田建国<sup>†</sup> 臧维平 宋 峰 张春平

(南开大学物理科学学院光子学中心, 天津 300071)

(2004 年 1 月 9 日收到, 2004 年 2 月 16 日收到修改稿)

在纳秒时域, 研究了激光脉冲宽度变化对克尔介质中瞬态热光非线性效应的影响. 通过不同脉冲宽度  $\tau_p$  下得到的二硫化碳苯胺黑溶液的 Z-scan 实验结果, 对瞬态热光非线性效应和光克尔效应的共存过程进行了分析. 随着脉冲宽度的增加, 观察到了热光非线性效应从瞬态到稳态变化过程和 Z-scan 峰谷特性的转变. 同时, 从声波的传播方程和光波的非线性传播方程出发, 用数值计算方法模拟了这一非线性过程, 结果表明数值模拟结果和实验结果是相符的.

关键词: 瞬态热光非线性效应, 脉冲宽度, Z-scan, 克尔效应

PACC: 7820N, 4265, 0260

## 1. 引 言

热光非线性效应是最早被研究的光学非线性效应之一, 具有很强的时间特性. 在热光非线性的发生过程中除了光波的传播外, 还有另外两种波在介质中传播着, 这就是由热扩散导致的热波和由热膨胀导致的声波. 这三种波在介质中相互作用, 相互影响, 直接决定着折射率改变的大小分布. 根据入射激光的脉冲宽度  $\tau_p$  和热光非线性效应的建立时间  $\tau_{ac}$  的关系, 可以把热光非线性效应分为两大类: 把脉冲宽度可以和非线性效应建立时间相比拟的脉冲激光入射产生的热光非线性效应称为瞬态热光非线性效应, 相应地把脉冲宽度远大于非线性效应建立时间的脉冲激光或连续光入射产生的热光非线性效应称为稳态热光非线性效应. 以往的研究主要集中在稳态热光非线性效应, 对于瞬态热光非线性效应的研究, 无论是从理论上还是从实验上都是很少的. 近年来, 由于瞬态热光非线性效应在光学限制器中的应用<sup>[1-3]</sup>, 以及它对纳秒时域介质光学非线性测量的影响, 特别是对 Z-scan 方法的影响<sup>[4-6]</sup>, 已经引起了

越来越多的研究者的兴趣. 就军事用途而言, 针对脉冲宽度 5—100ns, 波长范围为 500—750nm 激光对人眼的损伤的防护是至关重要的. 在这种情况下, 利用热光非线性效应导致的光学限制效应可能是唯一的可选择方案. 由于热光非线性效应可以在很宽的时间范围内表现为积累效应, 表现出比其他机理强得多的非线性效应, 因而可以获得很强的光限制效应. 同时, 热光非线性效应可以很容易和其他非线性效应共同作用, 增强这些非线性效应的光限制作用. 对瞬态热光非线性效应进行深入的研究, 一方面可以明确怎样可以获得强的瞬态热光非线性效应, 另一方面对研究光限制器的合理配置具有重要意义.

1997 年 Brochard 等人报道了用单光束 Z-scan 法和双光束时间分辨型 Z-scan 法研究强光入射下的瞬态热光非线性, 给出了实验结果和考虑声波传播和热扩散效应的简化理论模型, 以及在不同束腰半径的纳秒脉冲激光照射下的 Z-scan 实验曲线<sup>[4]</sup>. Kovsh 等人研究了不同非线性效应的 Z-scan 曲线的数值模拟方法, 通过同时解光波的非线性传播方程和密度波传播的声学方程给出了薄样品的数值模拟结果<sup>[7,8]</sup>, 得到了闭孔 Z-scan 曲线峰谷差的大小和  $\tau_p/$

\* 国家自然科学基金(批准号 60025512)教育部科学技术研究重点项目(批准号 00026)和教育部高校骨干教师计划及霍英东教育基金(批准号 71008)资助的课题.

<sup>†</sup>E-mail: jitian@nankai.edu.cn; 电话 022-23508379.

$\tau_{ac}$  比值关系的曲线,并与稳态近似的计算结果作了比较,得到一个重要的结论,即将  $\tau_p/\tau_{ac} = 1$  ( $\tau_p$  为脉冲宽度的 FWHM 值)当作一个判定标准,当大于这个值的时候就可以用稳态近似的方法进行处理,小于这个值的时候则必须按瞬态过程考虑.

在文献 [9] 中,作者使用纳秒脉冲激光测量了不同厚度和不同束腰半径碘的酒精溶液的瞬态热光非线性效应曲线.文献 [10] 中,作者研究了不同吸收系数下碘的二硫化碳溶液的瞬态热光非线性效应和克尔效应共存的作用过程.据我们所知,过去的研究大多集中在样品线性吸收和光束束腰半径改变的情况<sup>[4,9,10]</sup>,对于脉冲宽度改变的影响以及由瞬态到稳态之间变化的过程尚未见报道.本文采用克尔效应与瞬态热光非线性效应共存的方法对不同脉冲宽度下苯胺黑二硫化碳溶液的瞬态热光非线性效应进行了研究.实验显示,随着脉冲宽度的增加,一个从瞬态到稳态的变化过程以及从自聚焦效应到自散焦效应的变化过程被观察到.通过数值计算方法,对瞬态和稳态热光非线性效应的作用进行了理论模拟,并对实验结果和理论模拟结果进行了比较和讨论.

## 2. 理论模型

液体介质的瞬态热光非线性效应的产生过程大致是这样的,在高强度几个纳秒脉冲激光照射下,介质通过吸收激光能量而被加热,形成了局域的温度梯度分布,并因此产生了热膨胀,导致了声波在样品中的传播,声波在传播过程中改变了样品的密度分布,密度的改变又导致了样品折射率的改变,反过来影响了光波在介质中的传播.瞬态热光非线性效应的建立时间通常定义为声波横过光束截面所需要的传播时间,即  $\tau_{ac} = \omega_0/c_s$ ,其中  $c_s$  是介质的声速,  $\omega_0$  是入射激光束的束腰半径,  $\tau_{ac}$  的典型值为几纳秒到几十纳秒.

在傍轴近似和慢变化包络近似下,对于非磁性的、绝缘的、透明的、各向同性的非线性光学介质中传播的光波,从麦克斯韦方程组可以推导出它的非线性传播方程<sup>[8]</sup>:

$$\nabla_{\perp}^2 \tilde{E}(r, z, t) + 2ik \frac{\partial \tilde{E}(r, z, t)}{\partial z} + ik\alpha_0 \tilde{E}(r, z, t) + \frac{2k^2}{n} \Delta n(r, z, t) \tilde{E}(r, z, t) = 0, \quad (1)$$

其中  $\tilde{E}(r, z, t)$  是光波的电场包络,  $\nabla_{\perp}^2$  表示径向

Laplace 算符,  $k = n_0 k_0 = n_0 \frac{\omega}{c}$ ,  $\Delta n(r, z, t)$  是介质内总的非线性折射率分布.在我们的实验条件下,它包含两部分,即光克尔效应引起的折射率变化  $\Delta n_k = n_2 |E|^2$  和瞬态热光非线性效应产生的折射率变化  $\Delta n_h(r, z, t)$ . 因此

$$\Delta n(r, z, t) = \Delta n_k(r, z, t) + n_2 |E|^2, \quad (2)$$

其中  $n_2$  是光克尔系数.

在纳秒脉冲激光作用下,液体密度的改变受流体力学基本规律的制约.在假设介质中密度、压力、温度等的变化较小的情况下,可以从流体力学的三个基本方程推导出密度变化的声波方程<sup>[4,8]</sup>

$$\frac{\partial^2(\Delta n_h)}{\partial t^2} - c_s^2 \nabla_{\perp}^2(\Delta n_h) = \frac{\gamma^c c_s^2 \beta}{2n\rho c_p} \int_{-\infty}^t \nabla_{\perp}^2(\alpha_0 \mathcal{K}(r, t')) dt', \quad (3)$$

其中  $\beta$  是热扩散系数,  $\rho$  是介质密度,  $n$  是折射系数,  $c_p$  是定压比热,  $\gamma^c = \rho(\partial n^2/\partial \rho)_T$  是电致伸缩耦合常数,  $\mathcal{K}(r, t')$  是激光强度.

当激光的脉冲宽度远大于  $\tau_{ac}$  时,密度的改变很快同温度的变化达到一致,此为稳态过程.由于热扩散的时间远大于密度改变的时间,因此在稳态情况下,方程(3)的左边第一项同第二项相比可以近似为零,因此稳态热光非线性效应的折射率变化可由以下方程给出:

$$\Delta n = \left( \frac{dn}{dT} \right) \Delta T, \quad (4)$$

其中  $dn/dT = -\gamma^c \beta/2n$  为通常所说的热光系数,  $\Delta T = 1(\rho c_p) \int_{-\infty}^t \alpha_0 \mathcal{K}(r, t') dt'$  为稳态情况下介质内温度变化的分布.

对于薄介质情况 ( $L \ll z_0$ ),可以用解析的方法对稳态热光非线性效应的 Z-scan 进行分析<sup>[6]</sup>.而对于厚介质,要同时解光波和声波的传播方程,数值计算方法的应用是必须的.对于方程(1)~(4)的精确数值求解,可通过差分数值计算的方法完成<sup>[9]</sup>.通过数值计算的方法,就可以得到在瞬态热光非线性效应和光克尔效应共同作用下的出射光场分布,然后可以借助于零阶 Hankel 变换得到远场轴上光强,对应不同样品位置进行上述计算,就可以得到相应的 Z 扫描曲线的数值模拟结果.本文用数值计算的方法模拟出液体样品的瞬态热光非线性效应的发生过程,得到了上述理论模型下的瞬态热光非线性效应和光克尔效应共同作用下的 Z-scan 曲线的数值模拟

结果.

### 3. 实验和样品准备

Z-scan 法用于非线性系数的测量具有结构简单和灵敏度高的优点<sup>[11]</sup>, 由于能够同时得到材料的非线性折射率的大小和符号, 因此被广泛用于材料非线性折射率和吸收的测量及其他光学非线性性质的研究<sup>[12-14]</sup>. 我们所用的 Z-scan 实验装置与文献 [11] 的相同, 激光器、扫描移动装置、Boxcar 等都由计算机控制, 整个测量过程在计算机的控制下自动进行. 聚焦透镜的焦距  $f$  为 100mm, 光束的束腰半径  $\omega_0$  为  $9\mu\text{m}$ , 探测器前小孔的直径为 10mm, 小孔的线性透过率  $S$  为 0.9%. 在小孔光阑的后面用探测器 D2 (Molelectron J3S-10) 测量透射激光的光强. 为了减少激光脉冲能量起伏的影响, 每一个测量点结果为入射能量波动低于 10% 的 50 个激光脉冲的测量结果的平均值. 实验所用的光源是调 Q 倍频 Nd:YAG 脉冲激光系统(Continuum 公司), 输出波长为 532nm, 脉冲重复频率 10Hz.

本文选择二硫化碳的苯胺黑溶液作样品, 因为二硫化碳有很强的光克尔效应, 同时它的热光系数比其他常用液体溶剂大且与光克尔系数的符号相反, 并且它常被用作确定非线性大小的参考标准, 苯胺黑常被用作研究瞬态热光非线性效应<sup>[4]</sup>和热效应的光学限制器<sup>[3]</sup>. 通过测量二硫化碳苯胺黑溶液的开孔 Z-scan 曲线, 可以确定在 532nm 处二硫化碳的苯胺黑溶液没有非线性吸收. 本文用了两种不同浓度的二硫化碳苯胺黑溶液, 其线性吸收系数  $\alpha_0$  分别为  $0.054\text{cm}^{-1}$  和  $0.102\text{cm}^{-1}$ . 所有的溶液都放在 1mm 厚的石英比色皿中. 声波在纯二硫化碳溶液中传播的速度是  $1150\text{m/s}$ <sup>[4]</sup>, 对于束腰半径为  $9\mu\text{m}$  入射光束, 相应的热光非线性效应的建立时间  $\tau_{ac}$  为  $7.8\text{ns}$ .

### 4. 实验结果与分析

决定瞬态热光非线性效应大小的一个关键因素是  $\tau_p/\tau_{ac}$  比值的大小, 通常情况下, 瞬态热光非线性效应在一定范围内随着  $\tau_p/\tau_{ac}$  比值的增加而增加. 文献 [7] 给出了一个结论, 当  $\tau_p/\tau_{ac} > 1.6$  时瞬态热光非线性效应可以作为稳态来处理. 为了从实验上展示这一变化过程, 我们通过改变入射激光脉冲的宽度  $\tau_p$  来实现  $\tau_p/\tau_{ac}$  比值的改变. 调整激光器的  $Q$

延迟可以改变光脉冲的宽度, 从而得到不同脉冲宽度下的 Z-scan 曲线. 本文的实验中通过调节  $Q$  延迟得到的最大脉冲宽度为  $14.75\text{ns}$ . 图 1 给出了不同脉冲宽度  $\tau_p$  下的脉冲形状和脉冲宽度, 实线是经高斯拟合后的形状. 从图 1 可以看出, 调整激光器的  $Q$  延迟后, 激光脉冲仍然保持很好的高斯形状. 纯二硫化碳的线性吸收系数在 532nm 处很小(约为  $10^{-4}\text{cm}^{-1}$ ), 瞬态热光非线性效应的影响是可以忽略的, 因此纯二硫化碳的闭孔 Z-scan 曲线可以看作是纯光克尔效应的结果. 对于不同脉冲宽度的实验, 为了使热效应的影响有一个参考, 通过调整激光的输出能量, 我们将纯二硫化碳的 Z-scan 曲线的峰谷差  $\Delta T_{p-v}(\text{CS}_2)$  始终控制在  $0.22 \pm 0.01$  的范围内.

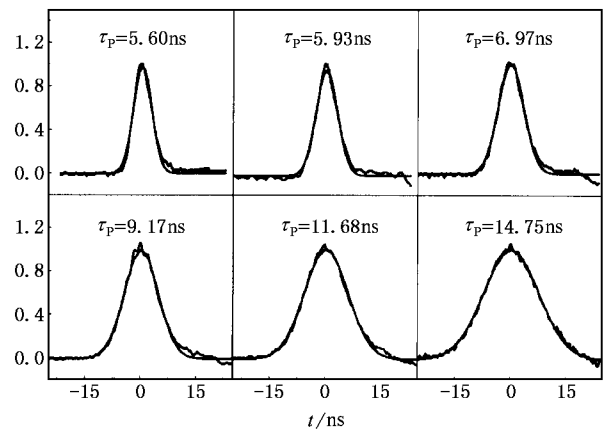


图 1 不同脉冲宽度  $\tau_p$  下的脉冲形状, 实线是经高斯拟合后的结果

我们对二硫化碳的苯胺黑溶液在不同脉冲宽度下的瞬态热光非线性效应和光克尔效应的竞争过程进行了详细研究. 通过与光克尔效应的共同作用研究瞬态热光非线性效应, 比研究单纯具有瞬态热光非线性效应的样品有很大的优越性. 许多非线性光学材料存在某种非线性效应的同时, 通常也存在着明显的线性吸收, 在纳秒脉冲激光的作用下, 必然或多或少地伴随着瞬态热光非线性效应, 弄清楚在上述两种非线性下 Z-scan 曲线的表现形式, 对非线性光学具有重要的实用价值. 这种研究方法还具有特征提取功能, 可以将瞬态热光非线性效应的特征充分显示出来, 避免了实验条件变化对测量结果的影响, 从而可以提高测量的精度.

图 2 给出了线性吸收系数  $\alpha_0$  为  $0.054\text{cm}^{-1}$  的样品, 在脉冲宽度分别为  $5.60\text{ns}$ ,  $5.93\text{ns}$ ,  $6.97\text{ns}$ ,  $9.17\text{ns}$ ,  $11.68\text{ns}$  和  $14.75\text{ns}$  下的闭孔 Z-scan 曲线. 实

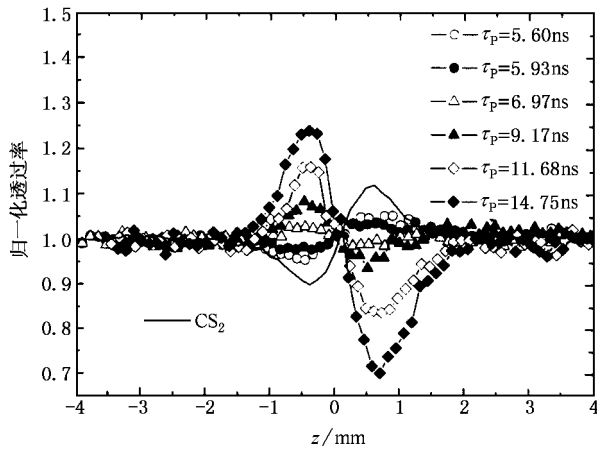


图2 不同脉冲宽度  $\tau_p$  下的闭孔 Z-scan 曲线( $\omega_0 = 9\mu\text{m}$ ,  $\alpha_0 = 0.054\text{cm}^{-1}$ , 实线是分析纯二硫化碳的 Z-scan 曲线)

线是纯二硫化碳的闭孔 Z-scan 曲线,从峰谷的形式上,可以看到 纯二硫化碳是自聚焦型的.从峰谷构型来看,随着脉冲宽度  $\tau_p$  的逐渐增大,闭孔 Z-scan 曲线逐渐从自聚焦型向自散聚焦型 Z-scan 曲线转变.当脉冲宽度  $\tau_p$  大约为  $6.97\text{ns}$  时,由瞬态热光非线性效应和光克尔效应在样品 Z-scan 曲线对应峰和谷的位置产生的效果恰好抵消,这时闭孔 Z-scan 曲线近似为一条直线.继续增大脉冲宽度  $\tau_p$ ,瞬态热光非线性效应的贡献将超过光克尔效应的贡献,从而引起 Z-scan 曲线峰谷类型的转变.脉冲宽度  $\tau_p$  为  $14.75\text{ns}$  时,瞬态热光非线性效应已远超过光克尔效应,在 Z-scan 曲线中占主导地位,此时线性透过率的峰谷差  $\Delta T_{p-v}$  为  $0.6$ ,是纯二硫化碳线性透过率峰谷差  $\Delta T_{p-v}(\text{CS}_2)$  的 3 倍.

在闭孔 Z-scan 曲线中,我们定义对于自聚焦型非线性其归一化透过率的峰谷差  $\Delta T_{p-v}$  为正,对于自散聚焦型其归一化透过率的峰谷差  $\Delta T_{p-v}$  为负.纯二硫化碳是自聚焦型的,其归一化透过率峰谷差  $\Delta T_{p-v}(\text{CS}_2)$  为正,因为它的线性吸收系数在  $532\text{nm}$  处很小,瞬态热光非线性效应的影响可以忽略,因此我们将纯二硫化碳的线性透过率峰谷差  $\Delta T_{p-v}(\text{CS}_2)$  作为标准.图 3 给出了不同脉冲宽度  $\tau_p$  下  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{CS}_2)$  变化的实验和理论拟合曲线,理论拟合曲线是通过解方程(1)–(3)的数值计算结果,可以看出实验结果和数值计算结果基本吻合,并且随着脉冲宽度  $\tau_p$  的改变  $\Delta T_{p-v}$  的变化趋势是相同的.但也存在着不一致的地方,在上述曲线中,数值计算结果要比实验结果稍低一些,也就是数值计

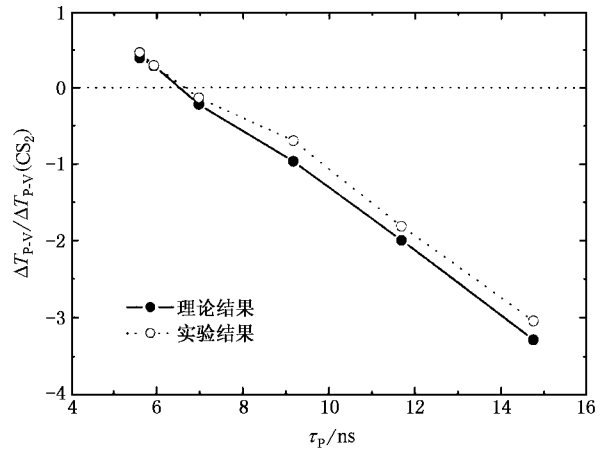


图3 不同脉冲宽度  $\tau_p$  下  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{CS}_2)$  的实验和理论拟合曲线( $\omega_0 = 9\mu\text{m}$ ,  $\alpha_0 = 0.054\text{cm}^{-1}$ )

算得到的峰谷差  $\Delta T_{p-v}$  要比实验得到的线性透过率的峰谷差  $\Delta T_{p-v}$  稍大一些.  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{CS}_2)$  比值从正到负的转变过程,也正表明瞬态热光非线性效应和光克尔效应的共存过程,并且随着脉冲宽度  $\tau_p$  的增大,瞬态热光非线性效应与其他非线性效应(如光克尔效应)相比将逐步占据主导地位的.

图 4 给出了线性吸收系数  $\alpha_0$  为  $0.102\text{cm}^{-1}$  的样品,在脉冲宽度分别为  $5.60\text{ns}$ ,  $5.93\text{ns}$ ,  $6.97\text{ns}$ ,  $9.17\text{ns}$ ,  $11.68\text{ns}$  和  $14.75\text{ns}$  下的闭孔 Z-scan 曲线.可以看出随线性吸收系数  $\alpha_0$  的增加,二硫化碳苯胺黑溶液的瞬态热光非线性效应更加明显,与图 2 相比,脉冲宽度  $\tau_p$  为  $5.60\text{ns}$  时,瞬态热光非线性效应和光克尔效应就已经达到了平衡,决定瞬态热光非线性

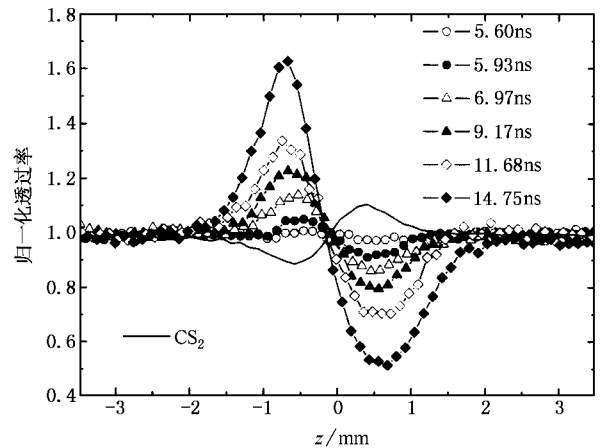


图4 不同脉冲宽度  $\tau_p$  下的闭孔 Z-scan 曲线( $\omega_0 = 9\mu\text{m}$ ,  $\alpha_0 = 0.102\text{cm}^{-1}$ , 实线是分析纯二硫化碳的 Z-scan 曲线)

性效应大小的一个关键因素是  $\tau_p/\tau_{ac}$  比值的大小, 通常情况下, 瞬态热光非线性效应在一定范围内随着  $\tau_p/\tau_{ac}$  比值的增加而增加. 从图 4 可以看出, 随着脉冲的展宽, 瞬态热光非线性效应的影响逐渐增强, 这是因为对于束腰半径  $\omega_0$  为  $9\mu\text{m}$  的光束其瞬态热光非线性效应建立的时间  $\tau_{ac}$  为  $7.8\text{ns}$ , 随着脉冲的展宽,  $\tau_p/\tau_{ac}$  的比值从小于 1 逐渐过渡到大于 1, 脉冲在样品中传播的时间足以建立起瞬态热光非线性效应. 并且在脉冲宽度  $\tau_p$  为  $14.75\text{ns}$  时,  $\tau_p/\tau_{ac}$  约为 1.9, 瞬态热光非线性效应占据主导地位. 因此, 随着脉冲的展宽瞬态热光非线性效应逐渐加强, 闭孔 Z-scan 曲线也从自聚焦型向自散聚焦型转变.

图 5 给出了线性吸收系数  $\alpha_0$  为  $0.102\text{cm}^{-1}$  的样品, 在不同脉冲宽度  $\tau_p$  下  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{CS}_2)$  的实验和理论拟合曲线. 可以看出, 实验结果和数值计算结果符合得很好, 脉冲宽度  $\tau_{ac}$  为  $14.75\text{ns}$  时,  $\tau_p/\tau_{ac}$  约为 1.9, 此时最大的线性透过率峰谷差  $\Delta T_{p-v}$  约是纯二硫化碳线性透过率峰谷差  $\Delta T_{p-v}(\text{CS}_2)$  的 5 倍. 在瞬态热光非线性效应中, 脉冲宽度  $\tau_p$  是一个很重要的参量, 因此用纳秒激光脉冲测量 Z-scan 曲线时, 应该考虑瞬态热光非线性效应的作用及贡献大小.

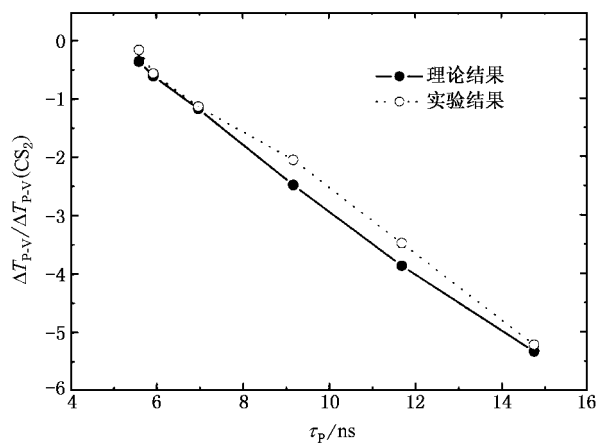


图 5 不同脉冲宽度  $\tau_p$  下  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{CS}_2)$  的实验和理论拟合曲线 ( $\omega_0 = 9\mu\text{m}$ ,  $\alpha_0 = 0.102\text{cm}^{-1}$ )

随着  $\tau_p/\tau_{ac}$  比值的增加, 介质中热光非线性的影响从瞬态逐渐向稳态过渡, 文献 [7] 已经从理论上给出了这个变化过程, 并得出一个结论, 当  $\tau_p/\tau_{ac} > 1.6$  时, 瞬态热光非线性可以用稳态近似来处理, 即同时对方程 (1) (2) 和 (4) 求解. 图 6 给出线性吸收系数  $\alpha_0$  为  $0.102\text{cm}^{-1}$  的  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{SS})$  的实验和理论曲线. 其中,  $\Delta T_{p-v}(\text{SS})$  为采用稳态近似得到的

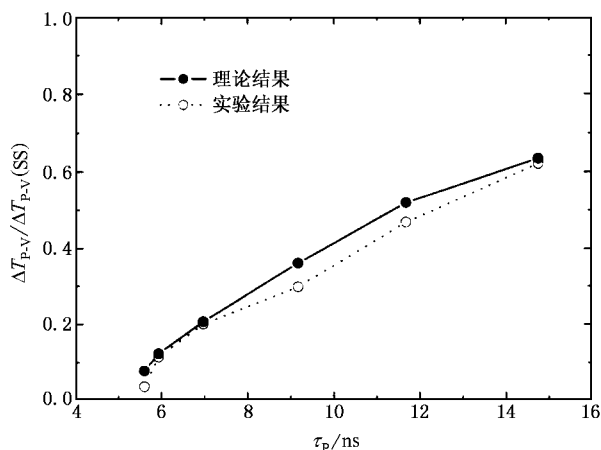


图 6 不同脉冲宽度  $\tau_p$  下  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{SS})$  的实验和理论曲线 ( $\omega_0 = 9\mu\text{m}$ ,  $\alpha_0 = 0.102\text{cm}^{-1}$ )

不同脉冲宽度下的归一化透过率峰谷差,  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{SS})$  的实验曲线为实验得到的峰谷差与  $\Delta T_{p-v}(\text{SS})$  的比值,  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{SS})$  理论曲线为采用瞬态方法, 即同时求解方程 (1)–(3) 得到的峰谷差与  $\Delta T_{p-v}(\text{SS})$  的比值. 从图 6 可以看到, 随着脉冲宽度的增加,  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{SS})$  趋近于 1, 热光非线性效应从瞬态情况逐渐过渡到稳态情况. 对于脉冲宽度  $\tau_p = 14.75\text{ns}$ , 相应的  $\tau_p/\tau_{ac} = 1.9$ , 此时  $\Delta T_{p-v}/\Delta T_{p-v}(\text{SS})$  的实验结果为 0.62, 理论结果为 0.63, 这和文献 [7] 的理论结果有所不同, 可见我们的理论结果和实验符合得比较好, 要优于文献 [7]. 产生这种差异的原因可能是我们在数值计算中采用了完全的差分方法, 而文献 [7] 使用了一定的近似所致. 从图 6 可以看到, 随着  $\tau_p/\tau_{ac}$  比值的增加, 介质中热光非线性的影响逐渐增强. 这表明在将热光非线性效应用于光限制器中时, 应合理配置实验室条件使热光非线性效应尽量达到稳态过程, 以便最大程度的增强热光非线性效应的作用, 进而实现更为理想的光限制效应.

## 5. 结 论

综上所述, 我们通过调节纳秒脉冲激光器的  $Q$  延迟来实现对脉冲宽度  $\tau_p$  改变, 从而在实验上测量了二硫化碳的苯胺黑溶液随脉冲宽度  $\tau_p$  变化的 Z-scan 曲线, 观察到了 Z-scan 曲线从自聚焦型向自散聚焦型的转变. 分析了随脉冲宽度  $\tau_p$  的改变, 瞬态热光非线性效应和光克尔效应之间的共存过程和热

光非线性效应从瞬态到稳态的变化过程. 阐明了脉冲宽度  $\tau_p$  对瞬态热光非线性效应的重要作用. 同

时, 进行了数值拟合, 其结果与实验相符.

- [ 1 ] Justus B L , Kafafi Z H and Huston A L 1993 *Opt. Lett.* **18** 1603
- [ 2 ] Justus B L , Campillo A J and Huston A L 1994 *Opt. Lett.* **19** 673
- [ 3 ] Justus B L , Huston A L and Campillo A J 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 1483
- [ 4 ] Brochard P , Mazza V G and Cabanel R 1997 *JOSA. B* **14** 405
- [ 5 ] Lukishova S G 2000 *J. Nonlin. Opt. Phys. Mat.* **9** 365
- [ 6 ] Tian J G , Wang H H , Zhou W Y , Li T , Zhang C P and Zhang G Y 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 510
- [ 7 ] Kovsh D I , Hagan D J and Van Stryland E W 1999 *Optics Express* **4** 315
- [ 8 ] Kovsh D I , Yang S , Hagan D J and Van Stryland E W 1999 *Appl. Opt.* **38** 5168
- [ 9 ] Zhou W Y *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2623 ( in Chinese ) 周文远等 2002 物理学报 **51** 2623 ]
- [ 10 ] Zhou W Y *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 620 ( in Chinese ) 周文远等 2004 物理学报 **53** 620 ]
- [ 11 ] Sheik-Bahae M , Said A A , Wei T H , Hagan D J and Van Stryland E W 1990 *IEEE J. Quantum Electron* **26** 760
- [ 12 ] Song K B , Lee J , Kim J H , Cho K and Kim S K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3842
- [ 13 ] Yoshino F , Polyakov S , Liu M and Stegeman G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 063902
- [ 14 ] Xiao W N , Li Y H , Zeng X R , Zhou D J , Zhou J Y and Chao H 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1086 ( in Chinese ) 肖万能、李润华、曾学然、周达君、周建英、巢 晖 1994 物理学报 **49** 1086 ]

## The influence of pulse width on transient thermally induced optical nonlinearities in a Kerr nonlinear medium<sup>\*</sup>

Chen Shu-Qi Liu Zhi-Bo Zhou Wen-Yuan Tian Jian-Guo<sup>†</sup>

Zang Wei-Ping Song Feng Zhang Chun-Ping

( Photonics Center , College of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 , China )

( Received 9 January 2004 ; revised manuscript received 16 February 2004 )

### Abstract

We report the experimental results on the effect of pulse width on transient thermally induced optical nonlinearities in the nanosecond regime. We have obtained the Z-scan curves of the CS<sub>2</sub> solutions of nigrosine for different pulse widths, and analyzed the co-existence of third-order and transient thermally induced optical nonlinearities. The process of changing from transient state to steady-state thermal-induced optical nonlinearities was observed. Meanwhile, we have obtained the results of numerical simulation by solving simultaneously acoustic and electromagnetic wave equations, which agree well with the experimental results.

**Keywords** : transient thermally induced optical nonlinearities , pulse width , Z-scan , Kerr effect

**PACC** : 7820N , 4265 , 0260

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60025512 ), the Key Project of Ministry of Education ( Grant No. 00026 ), the Foundation for University Key Teacher by the Ministry of Education, and the Fok Ying-Tong Education Foundation ( Grant No. 71008 ).

<sup>†</sup> Corresponding author , E-mail : jjtian@nankai.edu.cn