

玻璃中的自聚焦损伤和非线性折射系数*

邓 和 张梅珍 郑桂珍

(中国科学院上海光机所)

提 要

玻璃材料的许多非线性效应可用它的非线性折射系数来描述。本文报导了一批国产光学玻璃和钹玻璃的自聚焦损伤阈值、自聚焦损伤丝长度与激光功率密度的关系的实验结果,并利用自聚焦参数得到了这些玻璃的非线性折射系数的数值。这些数据可供钹玻璃激光系统设计时采用,也可作为分析研究产生玻璃介质非线性机理的依据。

一、引 言

高功率激光器的出现,使一些通常作为线性材料的光学玻璃也可以表现出各种非线性效应。例如光的自聚焦,自偏振变化,自相位调制等等,玻璃材料的许多非线性效应均可用它的非线性折射系数来描述。由于玻璃的非线性折射系数起作用,高功率激光束通过透明光学玻璃时,经常会发生光束的自聚焦现象。它将使激光束的空间分布变坏,导致激光束在介质中的局部功率密度大大增加,并在介质中产生丝状破坏。这是进一步提高激光玻璃输出水平的主要限制。目前,人们在大功率激光系统中,一般都采用低功率密度运转方式,来克服自聚焦引起的激光束的质量变坏。这样,就使激光系统的能量效率大大降低。所以,玻璃材料的非线性折射系数对于高功率激光系统的设计和研究是一个极为重要的参数,也是玻璃材料的一个重要的非线性性质。现在国内外都正在大力研究和试制非线性折射系数更低的激光材

料。我们观察了一批国产光学玻璃和钹玻璃的自聚焦损伤现象,测量了它们的自聚焦损伤阈值,以及自聚焦损伤丝长度与激光功率密度的关系,并且利用自聚焦参数得到了这些玻璃的非线性折射系数的数值。我们将这些玻璃的 n_2 测量值同参考文献[3]给出的计算值进行了比较,证实了非线性极化效应是产生 n_2 的主要物理过程的理论分析。

二、实 验 方 法

在强激光作用下,玻璃的介电常数(或折射率)与光强有关,即:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{1}{2} \varepsilon_2 |E|^2, \quad (1)$$

或:

$$n = n_0 + \frac{1}{2} n_2 |E|^2, \quad (2)$$

其中 ε_0 、 n_0 分别是玻璃通常的线性介电系数和线性折射率, ε_2 和 n_2 分别是玻璃的非线性介电系数和非线性折射系数, E^2 是光波电场

* 收稿日期: 1978年1月31日。

矢量 E 的平方, 与光波功率成正比。

入射一束强度分布为高斯型的激光束, 由于 (1) 和 (2) 式, 介质的折射率也将有类似的分布, 因此光在中心部分的相速度变小, 而边缘部分较大, 使光波的相位面变成凹面, 结果光束逐渐会聚成一根细的光丝。这就是所谓自聚焦现象。事实上, 光束的功率必须超过某一个临界值时, 才会有明显的自聚焦现象。根据稳态自聚焦理论^[1], 一束平行入射的激光束的临界功率为:

$$P_{cr} = \frac{c \lambda_0^2}{64 \pi^2 n_2}, \quad (3)$$

其中 λ_0 是光波的真空波长, c 是光波的真空光速。对于一束发散入射的激光束而言, 这个临界功率为:

$$P'_{cr} = P_{cr} \left(1 + \frac{R_d^2}{R^2} \right), \quad (4)$$

其中 $R_d = K r_0^2$, K 为波矢; R 是光波在入射界面处的曲率半径, r_0 是光束的半径。

强光束通过介质后产生自聚焦的焦点距离与激光功率有关, 对于平行入射的光束而言, 自聚焦的焦距为:

$$Z_f = R_d / \left(\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

对于会聚 ($R < 0$) 或发散 ($R > 0$) 的光束而言, 自聚焦的焦距为:

$$Z_f^{-1} = -R^{-1} + R_d^{-1} \left(\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

因此强会聚光束产生自聚焦丝的长度近似为:

$$L_f = |R| - Z_f = \frac{R^2}{R_d} \left(\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

或者:

$$L_f^2 = \frac{R^4}{R_d^2 P_{cr}} P - \frac{R^4}{R_d^2}. \quad (8)$$

我们利用 (8) 式, 测出各种玻璃的自聚焦损伤丝的长度 L_f^2 同激光功率 P 的实验曲线, 由此实验曲线在 P 坐标上的截距即可确定 P_{cr} , 从而由 (3) 式可以确定非线性折射系数 n_2 值。

另外, 我们还采用了 Bloemhergen 等人^[2] 在 1975 年用过的三透镜自聚焦破坏法, 从玻璃的自聚焦损伤阈值来确定非线性折射系数。这个方法的原理, 也可以用稳态自聚焦理论来说明。假设 r_0 是一束弱光束的透镜焦斑半径, 那么光束自聚焦后, 它的焦斑半径就变为:

$$r_{sf} = r_0 \left(1 - \frac{P}{P_{cr}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

对于一个强度分布为高斯型的光束, 它在焦斑上的强度分布为:

$$I(r) = I_0 \exp(-r^2/r_0^2), \quad (10)$$

并且光强最大值 I_0 与光束功率的关系为:

$$I_0 = P / \pi r_0^2. \quad (11)$$

由于自聚焦, 光束收缩, 焦斑变小, 光强最大值变为:

$$I_{max} = \frac{P}{\pi r_{sf}^2} = \frac{P}{\pi r_0^2} \left(1 - \frac{P}{P_{cr}} \right). \quad (12)$$

稍作整理可得:

$$P^{-1} = I_{max}^{-1} A^{-1} + P_{cr}^{-1}, \quad (13)$$

其中 $A = \pi r_0^2$, 是弱光束的焦斑面积, 我们采用三个焦距不同的透镜来聚焦激光束 (因焦距不同, 则 A^{-1} 的值亦不同), 分别测出相应的自聚焦损伤阈值功率 P , 即可根据 (13) 式从实验曲线上确定出截距 P_{cr}^{-1} , 因而由 (3) 式可确定出非线性折射系数 n_2 值。从实验曲线的斜率 I_{max}^{-1} 还可以确定出各种玻璃的自聚焦损伤阈值功率密度。

三、实验装置

为了得到高斯分布的激光束, 我们采用一台单横模的钕玻璃激光振荡—放大系统。实验装置如图 1 所示。钕玻璃振荡器为等效腔长 $L=1$ 米的稳定型球面腔, 全反射镜 M_1 的曲率半径 $R_1 = -3$ 米; 输出镜 M_2 是平面镜, 它的反射率 $r=21\%$; 钕玻璃棒的尺寸为 $\phi 10 \times 160$ 毫米 (此为有效长度, 实际棒

长为 240 毫米)。用十一甲川的丙酮溶液作 Q 开关, 染料的初始透过率为 22%。图 2 是振荡器输出的脉冲波型, 脉冲的半极值宽度为 50 毫微秒。在距输出镜 32 厘米处放置一个 $\phi 2$ 的圆型光阑选横模, 在振荡阈值附近可以得到单基横模(TEM₀₀)输出。图 3 是振荡器输出在距输出镜为 3.6 米处的场分布的照片。图 4 是它的黑度计扫描结果。实线是与数据相拟合的高斯型曲线。由图 4 可知, 实验测出的场分布与高斯曲线符合得很好。这是获得单横模输出的证明。

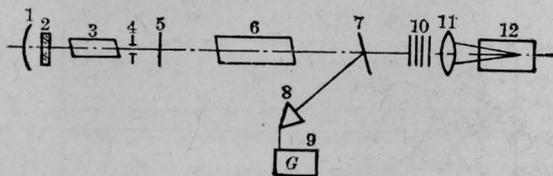


图 1 实验装置示意图

1— $R=-3$ 米全反射镜 ($l_1=107$ 厘米); 2—染料盒 (厚 10 毫米) ($l_2=90$ 厘米); 3— $\phi 10 \times 240$ 毫米钕玻璃振荡棒 ($l_3=71$ 厘米); 4— $\phi 2$ 限模光阑 ($l_4=32$ 厘米); 5— $R=21\%$ 半反射镜 ($l_5=0$); 6— $\phi 20 \times 500$ 毫米钕玻璃放大棒 ($l_6=6$ 米); 7— $R=55\%$ 分光板 ($l_7=5.6$ 米); 8—炭斗; 9—检流计; 10—衰减片; 11—聚焦透镜 ($l_{11}=5.96$ 米); 12—破坏样品 ($10 \times 10 \times 30$) (其中所有的距离均相对输出镜 5 而言)

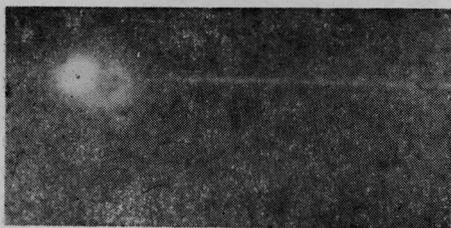


图 2 振荡器的输出激光脉冲波型

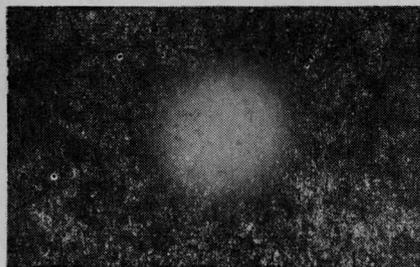


图 3 激光脉冲的场分布

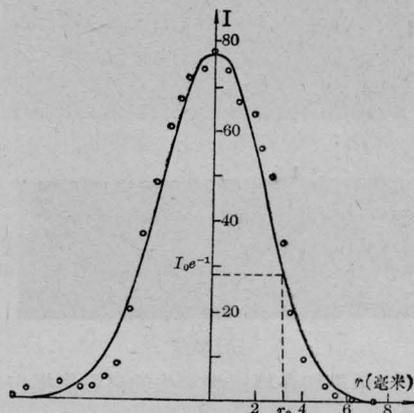


图 4 振荡器输出激光脉冲在距输出镜 3.6 米处的强度分布。实线是与数据相拟合的高斯型曲线。
 e^{-1} 强度半径为 3.2 毫米。

这个光束被一个 $\phi 20 \times 500$ 毫米的钕玻璃放大器放大。放大后输出能量可达 ~ 200 毫焦耳, 输出功率可达 ~ 4 兆瓦。在距输出镜为 6 米处放置聚焦透镜, 将激光束聚焦在被测样品中。在透镜焦区激光束的功率密度可达 $\sim 1.5 \times 10^{12}$ 瓦/厘米²。我们这里采用的聚焦透镜是消象差的非球面透镜, 实验时用 He-Ne 激光来严格调整透镜的同心与准直, 以便尽可能消除象差对焦斑大小的影响。被测的玻璃样品尺寸为 $10 \times 10 \times 30$ 毫米, 表面抛光, 实验时样品不管是否被激光损坏, 每一次实验, 激光均聚焦在一个新位置上, 或换用新的样品, 以免积累效应。

四、实验结果

(1) 在实验中, 我们观察到自聚焦损伤丝与激光束的空间和时间分布特性有很密切的关系。多横模激光束产生多根自聚焦损伤丝, 单横模激光束只产生一根自聚焦损伤丝, 如图 5 (a)、(b) 所示。

另外, 激光脉冲波型有明显的调制时, 产生的损伤丝通常都呈断续状态, 如图 6 所示。所以用自聚焦参数来确定 n_2 的实验, 必须严格控制激光束的空间和时间分布特性。



(a) 单丝



(b) 多丝

图5 单模和多模激光产生的自聚焦损伤

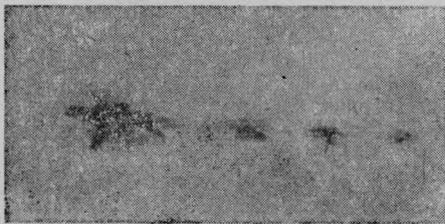


图6 多点断续丝

(2) 我们用自聚焦损伤丝的长度确定了三种玻璃的非线性折射系数 n_2 的值。铅玻璃 ZF-7 的实验结果见图 7 所示。这三种玻璃的实验数据列在表 1。

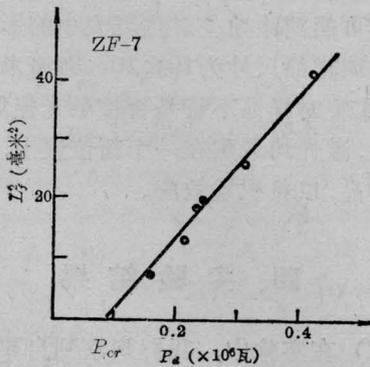


图7 自聚焦损伤丝的长度与损伤功率的关系

表1 三种玻璃的 n_2 值

玻璃型号	N_{0312}	$N_{p04-320}$	ZF-7
$P_{cr} (10^6 \text{瓦})$	0.204	0.3	0.086
$n_2 (10^{-13} \text{静电单位})$	2.6 ± 0.3	1.78 ± 0.4	6.1 ± 0.7

用这种方法测量非线性折射系数 n_2 比后一种方法工作量小,这是它的优点,但是误差较大,因为高功率情况下的自聚焦损伤较为复杂。

(3) 我们用三透镜自聚焦损伤阈值法测量了四种光学玻璃和五种钽玻璃的非线性折射系数 n_2 的值。图 8 (a) 是用三个不同焦距的透镜得到的 N_{03} 型硅酸盐玻璃的自聚焦损伤阈值的结果,横坐标上面的实心点表示

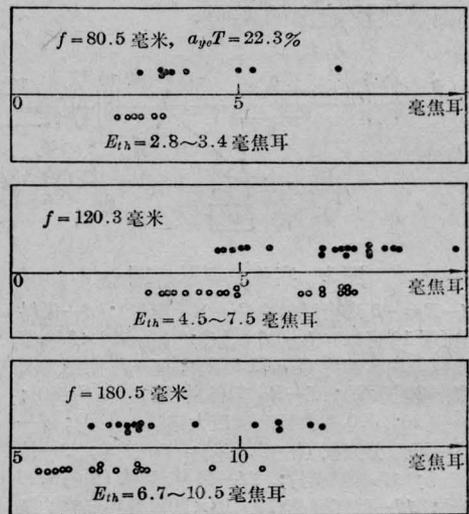


图8(a) 自聚焦损伤阈值的获得

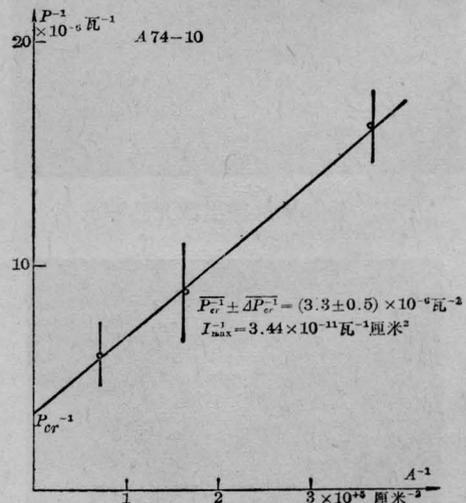


图8(b) 临界功率的获得

表 2 各种玻璃的自聚焦参数

玻璃型号	n_0	损伤能量阈值 e_d (10^2 焦耳/厘米 2)	损伤功率阈值 I_d (10^{10} 瓦/厘米 2)	临界功率 P_{cr} (10^6 瓦)	n_2 (10^{-13} 静电单位)	
					实验值	报道值
QK-3	1.487	14.3	2.9	0.4	1.3 ± 0.4	FC-5 1.07
ZF-2	1.673	5.8	1.2	0.2	$2.7 \pm 1.1^*$	
BaF-2	1.570	19.5	4.9	0.13	4.1 ± 0.4	
ZF-7	1.806	6.6	1.3	0.082	6.4 ± 1.1	SF-6 9.0 (线偏振) 5.6 (圆偏振)
N_{0812}	1.522	14.5	2.9	0.3	1.9 ± 0.4	
N_{0812}	1.535	9.5	1.9	0.33	1.6 ± 0.5	
N_{1012}	1.517	16.2	3.2	0.33	1.6 ± 0.5	
P_{77-01}		17.2	3.7	0.33	1.6 ± 0.3	
$N_{p04-320}$	1.578	26.5	5.3	0.38	1.3 ± 0.3	

* 样品质量不好, n_2 实验值可能偏低。

玻璃产生损伤的实验点, 横坐标下面的空心点表示未使玻璃破坏的实验点。损伤阈值取交迭区域的平均值。图 8 (b) 是 N_{03} 型硅酸盐玻璃的 $P^{-1} \sim A^{-1}$ 的实验结果。 P^{-1} 轴上的截距即为 P_{cr}^{-1} 。对其它玻璃均可以得到类似的实验结果。由这些实验结果确定的非线性折射系数 n_2 值和自聚焦损伤功率密度 I_d 均列于表 2。

我们测量的光学玻璃中, 象 QK-3 和 ZF-7 这样的型号在国外有人测量过(相应的玻璃型号为 FC-5 和 SF-6), 我们测量的结果同报道的结果是一致的。我们用的激光束是自然激光, 与用圆偏振光的测量结果比较接近。另外, ZF-2 的测量结果偏低, 因为样品的光学质量不好。

值得指出的是, 我们在计算透镜焦斑面积时采用了高斯光束的腰斑转换公式:

$$\frac{1}{\omega_0'^2} = \frac{1}{\omega_0^2} \left(1 - \frac{l}{f}\right)^2 + \frac{1}{f^2} \left(\frac{\pi \omega_0}{\lambda}\right)^2$$

其中 ω_0 是激光束的腰斑半径 (在我们的情况下, 它在激光振荡器输出反射镜上), ω_0' 是透镜的象方腰斑半径, f 是透镜的焦距, l 是透镜距激光束腰 ω_0 的距离。这一点是与文献 [2] 不同的。此外, 我们采用的临界功率表示式 (3) 也与文献 [2] 中的不一样。

五、讨 论

本文报道了一些激光玻璃和光学玻璃的非线性折射系数 n_2 值。这些结果可供设计致玻璃激光系统时参考。在玻璃非线性性质的研究中, 这些结果可用来判断各种产生 n_2 的物理过程的重要性。文献 [3] 曾计算了有关玻璃的各种非线性折射系数的来源: (1) 热效应, 由于玻璃介质吸收光能引起温度场, 使玻璃的折射率发生变化。热效应产生的非线性折射系数 $n_2(T)$ 与玻璃的光吸收系数 α 和折射率的温度系数 dn/dT 成正比。(2) 电致伸

表3 n_2 实验值与计算值的比较

玻璃型号	n_D	n_2 实验值 (10^{-13} 静电单位)	n_2 计算值 (10^{-13} 静电单位) ^[3]		
			$n_2(T)$	$n_2(S)$	$n_2(E)$
QK-3	1.487	1.3±0.4	0.166	0.213	1.2
ZF-2	1.673	2.7±1.1	0.620	0.600	5.5
BaF-2	1.570	4.1±0.4	0.374	0.223	3.6
ZF-7	1.806	6.4±1.1	1.05	1.09	9.0
N ₀₃₁₂	1.522	1.9±0.4	0.324	0.193	1.7
N ₀₈₁₂	1.535	1.6±0.6	0.117	0.171	1.9
N ₁₀₁₂	1.517	1.6±0.5	0.288	0.174	1.7
N _{p04~820}	1.578	1.3±0.3	0.042	0.282	1.5

缩效应,在强光波电场作用下,产生伸缩力,使玻璃介质的密度发生变化,因而引起折射率的变化。电致伸缩效应产生的非线性折射系数 $n_2(S)$ 与玻璃的声光耦合系数 $(\rho \frac{dn}{d\rho})^2$ 成正比。(3)非线性极化效应。在强光场作用下,构成玻璃的原子中的电子云产生畸变,原子核产生运动,以及产生与共振吸收有关的反常色散饱和效应,这些都可导致玻璃的非线性极化,引起玻璃的非线性折射系数 $n_2(E)$ 。表3列出了这些玻璃的 $n_2(T)$ 、 $n_2(S)$ 和 $n_2(E)$ 的计算值^[3],同时列出了本文得到

的测量值。从这些结果的比较可以看出,计算值 $n_2(E)$ 与实验测量得到的 n_2 值基本上是符合的,所以在毫微秒激光脉冲的作用下,玻璃中的非线性折射系数主要产生于非线性极化效应。

参 考 文 献

- [1] С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов; *Успехи физических наук*, 1967, **93**(1), 19~70.
- [2] W. L. Smith, J. H. Bechtel, N. Bloembergen, *Phys. Rev., B. Solid state*, 1975, **12**(2), 706~714.
- [3] 干福喜等,“关于玻璃的非线性折射率及其计算方法”,(中国科学院上海光机所研究报告)。

JSCK-1 数字式激光测控线径仪

广州电线厂和广州市机电工业研究所研制的“JSCK-1 数字式激光测控线径仪”,是电线电缆生产过程中,对线外径进行非接触式自动连续测量并能自动控制电线外径的仪器。

该仪器采用了激光扫描、集成电路、数字显示等技术。所以,它具有结构简单、易于维护、计算速度高、抗干扰性强、稳定可靠、直读显示数字等优点。仪器里还配有控制电路系统,电线电缆生产时可根据测出数值的结果,控制收线电机的速度,而达到自动

控制电线外径的目的。因此,该仪器较适用于连续生产的塑料电线的外径测量与控制。

该仪器在广州电线厂自制的 $\phi 50$ 螺杆挤塑机上,经过半年对 1400 多公里塑胶线的工业性试验,连续生产使用,证明确有成效。

1978 年 9 月在广州召开了有上海电缆所、安徽光机所等 23 个单位参加的鉴定会。鉴定结果肯定了以上机器性料,并建议推广使用。