

玻璃中光感生双折射效应的研究

邓 和 张梅珍 李成富

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文研究了若干光学玻璃和激光玻璃的光感生双折射效应, 报导了这些材料在 1.06 微米波长上的光克尔系数 n_k 和非线性折射系数 n_2 。同时还在 0.53 微米波长上进行了类似的测量, 发现这些系数有明显的色散效应。

Investigation of laser beam induced birefringence effect in glasses

Deng He Zhang Meizhen Li Chengfu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: Laser beam induced birefringence effects of several types of optical and laser glasses were investigated, optical Kerr coefficient n_k and nonlinear refractive coefficient n_2 of these materials at $1.06\mu\text{m}$ are given. Analogous measurements at $0.53\mu\text{m}$ were also made, the dispersion effect of these coefficients was found to be distinct.

一、引 言

关于各种液体介质的光感生双折射效应的研究虽然已有不少报导^[1~3], 但是对于广泛使用的玻璃介质, 这一非线性光学效应的研究还不多。B. Lacour 等人曾经研究过两种玻璃的光克尔效应, 但是只限于 0.53 微米一个波长上^[4]。我们利用 1.06 微米强激光束作为产生克尔效应的泵浦光, 分别用 1.06 微米弱光和 0.53 微米倍频光作探测光, 测量了这两个波长上的光克尔系数和非线性折射系数。同时也发现它们的光克尔系数和非线性折射系数有相当大的色散。这一结果无论对于技术应用还是对于光学介质极化机理的理论研究都是很有意义的。

二、光感生双折射效应的基本原理

当一束电场矢量振幅为 E 的线偏振强光束通过各向同性介质时, 介质发生极化, 因而它的折射率也发生变化。

在稳态情况下, 平行于或垂直于强光束电场矢量 E 的两种偏振光的折射率差由如下关系决定^[1, 2]:

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = \delta n_{\parallel} - \delta n_{\perp} = \frac{1}{2} n_k E^2 \quad (1)$$

其中 n_{\parallel} 、 n_{\perp} 、 δn_{\parallel} 、 δn_{\perp} 分别是两种偏振态探测光的折射率和折射率变化; E 与强光束总功率 P 的关系为 $E^2 = 8P/\pi c W^2$, 其中 W 为强光束的半径; n_k 是光克尔系数, n_k 较大的

收稿日期: 1981 年 2 月 16 日。

材料有较大的光感生双折射效应。

当我们用一束电场矢量 ϵ 与强光场 E 成 45° 角的弱探测光通过介质时，它可以分解成与 E 平行和垂直的两个大小相等的分量。由于它们有不同的折射率，所以这两个互相垂直的分量之间就会产生一定的相位差：

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\delta n_{//} - \delta n_{\perp}) l, \quad (2)$$

其中 λ 为探测光的波长； l 为探测光在介质中的传播距离。一般说，线偏振的探测光通过介质后将变成一个椭圆偏振光（图1），这时，在与入射探测光偏振正交的方向 P_2 上，可以测量到一定的光功率 I_0 。它与原偏振方向 P_1 测量到的光功率 I_e 之比为：

$$F = \frac{I_0}{I_e} = \text{tg}^2 \frac{\delta\varphi}{2}. \quad (3)$$

其中 I_e 和 I_0 也就是正交检偏器出射的非常光和寻常光的光功率。它们在实验中可以直接测量出来，因此由(3)式可得出相位差 $\delta\varphi$ ，并由(1)、(2)式确定出光克尔系数 n_k 。

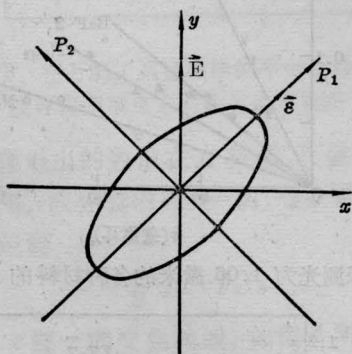


图1 泵浦光和探测光的偏振

对于玻璃介质，一般都认为产生光克尔效应的主要机理是原子的电子壳层畸变，在这种情况下，两个方向相互垂直偏振的探测光，其折射率变化之比为^[4]：

$$\eta = \frac{n_{//} - n_0}{n_{\perp} - n_0} = 3 \quad (4)$$

因此，我们也可以从上述光克尔系数 n_k 确定出材料的非线性折射系数 n_2 因为

$$\begin{aligned} n_{//} - n_0 &= \frac{1}{2} n_2 E^2; \\ n_2 &= \frac{3}{2} n_k. \end{aligned} \quad (5)$$

三、实验装置和方法

我们用的激光系统由一个铌酸锂电光调 Q TEM₀₀ 模 YAG 激光振荡器和三级钨玻璃激光放大器组成。输出激光脉宽为 20 毫秒，最大输出功率为 100 兆瓦。

观察和测量光克尔效应的装置如图 2 和图 3 所示。图 2 所示的是用 1.06 微米弱光作探测光的情形。从激光系统输出 1.06 微米的强激光经过长焦距透镜 L ($f=2.3$ 米) 和起偏器 P_1 后，大部分被分束器 M_1 反射至全反射镜 M_2 ，然后再通过旋光片 Q 使其偏振方向旋转 45° ，作为产生光克尔效应的强泵浦光。从分束器 M_1 透射的一小部分光 (M_1 的透过率为 $\sim 8\%$) 作为探测光同时进入样品。样品放置在透镜 L 的焦点后约 70 厘米处。该处光束半径为 1.55 毫米。在样品之后的探测光路中放入与 P_1 互相正交的检偏器 P_2 。在样品之前挡住强激光时，光电

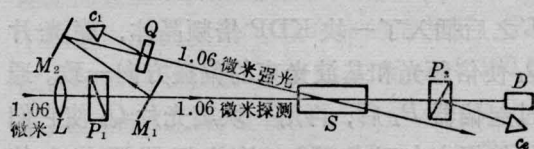


图2 用 1.06 微米作探测光的光克尔效应测量装置

L —透镜， $f=2.3$ 米； P_1 、 P_2 —洛匈棱镜偏振器； M_1 —分束器 ($T=8\%$)； M_2 —1.06 微米全反射镜； Q —石英旋光片 ($d=7$ 毫米)； C_1 、 C_2 —能量卡计； D —光电倍增管 (GB-58)； S —样品。

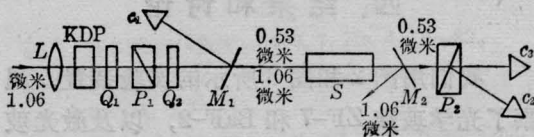


图3 用 0.53 微米作探测光的光克尔效应测量装置

L —透镜， $f=2.3$ 米；KDP—倍频晶体； Q_1 、 Q_2 —石英旋光片 ($d_1=4.6$ 毫米， $d_2=2.3$ 毫米)； P_1 、 P_2 —洛匈棱镜偏振器； M_1 —分束器 ($R=8\%$)； M_2 —1.06 微米全反射镜； C_1 、 C_2 、 C_3 —能量卡计； S —样品。

表 1 探测光为 1.06 微米的材料的光克尔效应

材 料	$n_{1.06}$	n_k (10^{-13} esu)	n_2 (10^{-13} esu)			
			<i>Kerr</i>	自聚焦法 ^[5]	SIFC 法 ^[6]	计算值 ^[7]
ZF-7	1.775	5.7 ± 0.5	8.3 ± 0.8	6.4 ± 1.1	7.5	9.0
BaF-2	1.557	2.0 ± 0.1	3.0 ± 0.2	4.1 ± 0.4	3.0	3.6
N ₀₃₁₂	1.508	1.4 ± 0.1	2.0 ± 0.2	1.9 ± 0.4	2.0	1.8
N ₂₄₂₀	1.53	0.77 ± 0.1	1.2 ± 0.2	1.5 ± 0.3	1.6	1.1

表 2 探测光为 0.53 微米的材料的光克尔效应

材 料	$n_{0.53}$	n_k (10^{-13} esu)	n_2 (10^{-13} esu)
ZF-7	1.813	11.4 ± 0.9	17.1 ± 1.4
ZF-2	1.668	7.9 ± 0.9	11.4 ± 1.4
BaF-2	1.572	5.3 ± 1.0	7.95 ± 1.6
N ₀₃₀₀	1.524	2.54 ± 0.5	3.8 ± 0.7

探测器 *D* 接收到的信号甚微；当两光束同时进入样品时，由于产生了光克尔效应，*D* 接收到的光信号明显增大。检测器 *D* 与检测器 *C*₂ 接收到的光功率之比值，即为本文公式 (3) 所定义的 *F*。

图 3 所示的是用 0.53 微米光束作探测光的情形，与图 2 所不同的是在长焦距透镜 *L* 之后插入了一块 KDP 倍频晶体，旋光片 *Q*₁ 使倍频光和基波光束的偏振方向一致。通过起偏器 *P*₁ 后，再用一块旋光片 *Q*₂ 使它们的偏振方向互成 45°。检偏振器调节在使 0.53 微米探测光消光的位置。实验方法同采用 1.03 微米探测光时一样。

四、结果和讨论

我们用图 2 和图 3 所示的实验装置，观察了光学玻璃 ZF-7 和 BaF-2，以及激光玻璃 N₀₃₁₂ 和 N₂₄₂₀ 的光克尔效应，测量了它们在不同泵浦光功率作用下的正交透射光比率 *F* 值，并由此确定了相应的相位差 $\delta\varphi$ 。图 4 和图 5 分别是探测光为 1.06 微米和 0.53 微米

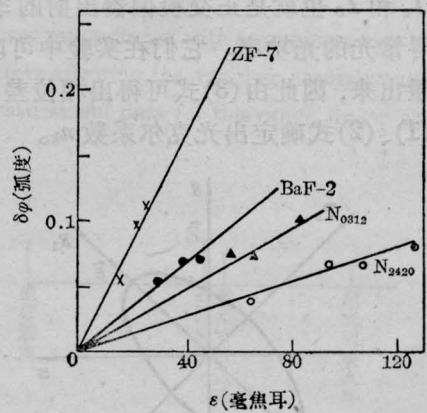


图 4 探测光为 1.06 微米的各各种材料的 $\delta\varphi \sim \epsilon$ 图

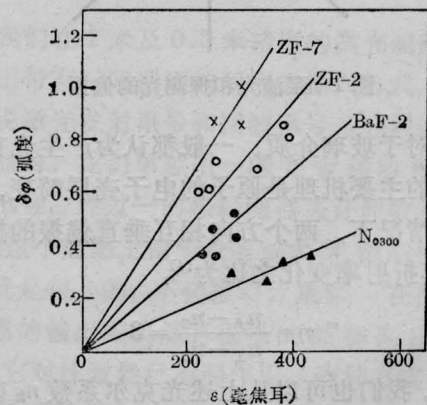


图 5 探测光为 0.53 微米的各各种材料的 $\delta\varphi \sim \epsilon$ 图

微米时得到的 $\delta\varphi \sim \varepsilon$ 实验结果, 其中 ε 是泵浦光的能量。从图中实验直线的斜率即可求出有关材料的光克尔系数 n_k , 并由 (5) 式确定了它们的非线性折射系数 n_2 , 实验结果见表 1、表 2。

在表 1 中列出了玻璃介质在 1.06 微米波长上的光克尔系数, 以及用其他实验方法得到的 n_2 测量值^[5,6] 和计算值^[7], 可以看出它们基本上是一致的。

比较了表 1 和表 2 的实验结果, 发现 0.53 微米波长上的光克尔系数比 1.06 微米的明显增大。这说明玻璃介质的光克尔系数 n_k 和非线性折射系数 n_2 具有明显的色散效应。我们注意到 D. M. Bloom 等人用四波混频方法在若干长链分子溶液中曾得到过类似的结果^[8]。我们认为介质光克尔系数和非

线性折射系数的色散效应, 无论对于技术应用, 还是对于介质非线性极化机理的理论探讨, 都是一个很有意义的问题, 值得作进一步的研究。

参 考 文 献

- [1] M. A. Duguay, J. W. Hansen; *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **15**, No. 6, 192.
- [2] 佐佐木孝友, 山中千代卫; 《应用物理》, 1972, **41**, No. 10, 1150.
- [3] R. W. Hellwarth; *Prog. in Quant. Electr.*, 1977, **5**, part 1.
- [4] B. L. Acour, J. P. Pocholle; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**, No. 5, 456.
- [5] 邓 和等; 《激光》, 1979, **6**, No. 1, 13.
- [6] 张梅珍等; 《激光》, 1981, **8**, No. 4, 22.
- [7] 千福熹, 林凤英; 《激光》, 1979, **6**, No. 4, 12.
- [8] D. M. Bloom *et al.*; *JOSA.*, 1978, **68**, No. 5, 645.

综合性自然科学月刊

自然杂志

开始接受 1982 年订户, 欢迎订阅, 报纸本每期 0.38 元, 全年 4.56 元。

请向当地邮局办理预订(刊号 4-226)。

* * *

胶版纸本每期 0.90 元, 全年 10.80 元, 挂号每期另加 0.12 元。欢迎大专院校、省市图书馆、医院及工厂企业订阅。订费请直接寄《自然杂志》编辑部(上海瑞金二路 450 号)。