

玻璃基板中热光效应折射率 分布的研究和测定*

陈抱雪 袁一方

(上海机械学院 仪器仪表系)

提 要

几乎所有的光学材料都具有热致折射率变化的特性,当光束经过局域热源作用下折射率呈梯度分布的介质时会发生偏向,利用这种特性可做成各种热光器件。本文在玻璃基板表面上制备了条形 Ti 薄膜热源,通过测定出射光束的偏向角,利用解折方法,得出基板截面的折射率分布。根据能量守恒,得到该材料的折射率温度系数,与公布值比较,验证了本方法的正确性。本文对研究和分析热光材料和器件提供了一种有益的方法。

关键词: 热光效应,热致折射率变化。

一、前 言

利用介质材料热致折射率变化的性质,在 LiNbO_3 晶体和多种光学玻璃材料上制作波导型热光效应器件,近年来逐渐见报道^[1~4]。利用热光效应制备器件的主要优点是选材范围广、研制成本低和器件结构简单;其弱点是响应速度慢,但做到 1 ms 以下已不困难^[5],玻璃波导型热光开关的速度已可达 μs 数量级^[3]。从研制器件观点,材料的热致折射率分布及其变化的测定显然是十分重要的,文献[6]报告了在均匀温度条件下利用法布里-珀罗谐振器测定 LiNbO_3 、 LiTaO_3 的折射率温度特性。通常,在波导器件中多采用局域加热的方法,所以测定材料在局域热源作用下的热光特性,具有实用意义。有关光波在此类效应下传输特性的研究已有报道^[1,4,7],通过易于测量的光束偏向,研究材料的折射率温度特性的方法已被提出^[4,8,9]。文献[8]用平行双条形电极作为热子,测量光束在该热子作用下的偏向角,可以得到被测材料的折射率温度系数。文献[4]用测量在单条形热子作用下光束的偏向和会聚,理论上用镜像法求解了二维稳态温度场,得出了基板截面温度分布的等温线近似呈同心圆的结论。而文献[9]的方法是用热电偶测量含条形热子的表面温度分布,利用测得的光束偏向角,解二维稳态温度场,来确定基板截面折射率分布,并利用基板截面等温线,解温度梯度,可得到玻璃基板的折射率温度系数。

本文的分析和实验从另一角度着手,测量和分析了窄条形热源作用下,玻璃基板中热致折射率分布及其变化,理论上按表面温度分布和截面温度分布两方面来处理,避免了解析上的复杂性,导出了基板截面的折射率分布与光束偏向角之间的关系。依据能量守恒,求出了材料的折射率温度系数。该值与公开发表值处同一数量级,证实本实验方法是正确的。

二、基本原理

通常玻璃材料的导热系数很小,在局域热源作用下,介质中靠近热源处形成急剧的温度梯度,产生相应的折射率梯度。光束通过时将发生偏向,偏向角正比于折射率梯度。通过测定偏向角,可以得出折射率分布。其测量系统的原理示意图如图1所示。玻璃基板选用国产K9牌号玻璃,在其表面制备窄条形金属Ti薄膜作为热子,通电流后在玻璃基板中形成温度场。激光束平行于热子入射,在出射端测量光束的偏向角,沿热子长度方向功率分布是均匀的,基板表面的温度分布可按一维含热源非稳态场来处理,满足热传导方程

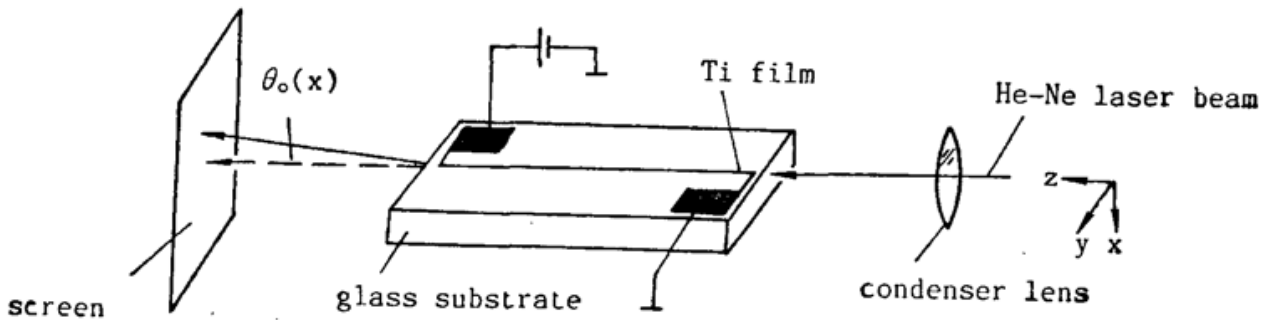


Fig. 1 Schematic diagram of measuring system

$$\left. \begin{aligned} \alpha \frac{\partial^2 T(y, t)}{\partial y^2} + \frac{\alpha}{k} g(y, t) &= \frac{\partial T(y, t)}{\partial t}, \\ T|_{t=0} &= T_0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 $T(y, t)$ 、 T_0 、 α 、 k 、 $g(y, t)$ 分别为表面温度分布、环境温度、热扩散系数、导热系数以及单位容积、单位时间的热源发热量。由于热子宽度远小于基板宽度, (1) 式中代表热源作用的一项可用 δ 函数表示 $(\alpha/k)g(y, t) = A\delta(y)$, 并令 $a^2 = \alpha$, 利用冲量定理法得 (1) 式的解为

$$T(y, t) = T_0 + \frac{A}{a} \sqrt{\frac{t}{\pi}} \left\{ \exp\left[-\frac{y^2}{4a^2t}\right] - \sqrt{\frac{\pi}{t}} \frac{|y|}{2a} \operatorname{erfc}\left(\frac{|y|}{2a\sqrt{t}}\right) \right\}, \quad (2)$$

显然, 经足够时间后, $(\partial T/\partial t) \rightarrow 0$, 此后温度场趋近稳态, (2) 式中包含时间变量的因子可用某常系数 b 替换

$$T(y) = T_0 + \Delta T_1 \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{b^2}\right) - \frac{|y|}{b} \operatorname{erfc}\left(\frac{|y|}{b}\right) \right\}$$

图2描绘了 $\frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-y^2/b^2) - (|y|/b) \operatorname{erfc}(|y|/b)$ 的图形, 容易发现, 该式可以用一个具有比 $(1/b)$ 大的衰减因子的高斯函数来近似替换。设此衰减因子为 $(1/B)$, 则稳态时表面温度分布近似为

$$T(y) \cong T_0 + \Delta T \exp(-y^2/B^2), \quad (3)$$

式中 ΔT 是稳态时表面温度的最大增量。稳态时, 基板截面温度分布满足拉普拉斯方程。实验中把玻璃基板平置于热容量很大的金属平板上, 基板与金属平板之间渗满热扩散系数很大的硅油, 故可认为基板底面恒保持环境温度。如此定解问题, 可表示成

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial y^2} &= 0, \\ T|_{x=0} &= T(y), \quad T|_{x=D} = T_0, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

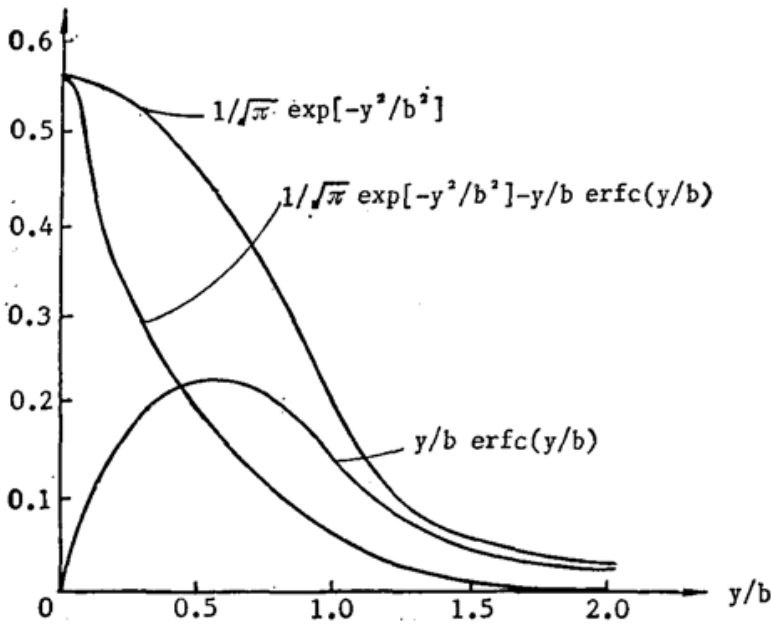


Fig. 2 The relationship of diagram of three different function

与上式对应的坐标如图 3 所示, 式中 D 为基板厚度。按分离变量的傅里叶积分方法, (4) 式其解为

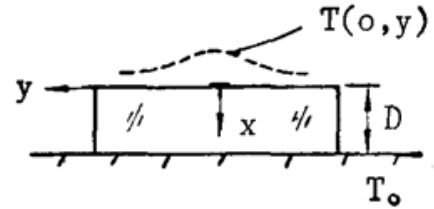


Fig. 3 Coordinates specified for analysis

$$T(x, y) = T_0 + \Delta T \frac{B}{\sqrt{\pi} D} \int_0^{\infty} \frac{\text{sh} \left[\omega \left(1 - \frac{x}{D} \right) \right]}{\text{sh} \omega} \exp \left[- \left(\frac{B\omega}{2D} \right)^2 \right] \cos \left(\frac{y}{D} \omega \right) d\omega, \quad (5)$$

基板截面折射率分布与温度成比例, 有

$$n(x, y) = n_0 + \Delta n \frac{B}{\sqrt{\pi} D} \int_0^{\infty} \frac{\text{sh} \left[\omega \left(1 - \frac{x}{D} \right) \right]}{\text{sh} \omega} \exp \left[- \left(\frac{B\omega}{2D} \right)^2 \right] \cos \left(\frac{y}{D} \omega \right) d\omega, \quad (6)$$

式中 n_0 是 T_0 温度下的折射率, Δn 是截面上 $(0, 0)$ 点处的折射率增量。实验测量时, 光束入射点沿 $y=0$ 直线扫描, (6) 式中余弦运算为 1, 将双曲函数按指数函数展开, 积分后再按麦克劳林级数对 (x/B) 展开, 考虑到 $(B/D) < 1$, 所以展开过程中略去 $(x/B)^3$ 和 $(B/D)^6$ 以上各项, 经整理得

$$n(x, 0) \cong n_0 + \Delta n \left\{ 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[1 + \frac{3}{8} \left(\frac{B}{D} \right)^2 - \frac{5}{64} \left(\frac{B}{D} \right)^4 \right] \frac{x}{B} + \left(\frac{x}{B} \right)^2 \right\}, \quad (7)$$

光束如图 1 所示经过基板时, 发生偏向, 其轨迹满足非均匀介质中的光线方程 $\frac{d}{dz} \left(n \frac{dx}{dz} \right) = \frac{\partial n}{\partial x}$, 沿热子长度积分, 得

$$\theta_0(x) = \left\{ \Delta n \frac{2}{\sqrt{\pi} B} \left[1 + \frac{3}{8} \left(\frac{B}{D} \right)^2 - \frac{5}{64} \left(\frac{B}{D} \right)^4 \right] + \Delta n \frac{2}{B} \left(\frac{x}{B} \right) \right\} \cdot L, \quad (8)$$

式中 $\theta_0(x)$ 为基板出射端空气一侧的折射角, L 为热子长度。实验测出对应不同深度入射的光束的偏向角, 就可由此式解出 Δn 和 B , 进而确定基板折射率分布。该折射率分布与外加功率有关。

为了测定材料的折射率温度系数, 本文利用测得的折射率分布, 导出了外部施加功率 P 与基板表面温度增量 ΔT 之间的关系。当温度场达到稳态时, 提供给热子的电功率将全部以热流形式由基板表面传递给周围介质, 由于基板表面向空气介质的对流放热远小于向基

板内部的传热,故忽略前者,认为外加功率全部被转化为向基板内的传热。从整个基板上表面向内传递的热流为

$$\left. \begin{aligned} & \lim_{x \rightarrow 0} \int_{-W}^W q_x(x, y) L dy, \\ & q_x(x, y) = -k \frac{\partial T(x, y)}{\partial x}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中 $2W$ 是基板的宽度, $q_x(x, y)$ 为垂直于基板表面的热流密度分量。该热流的绝对值等于施加在热子上的功率,从而得

$$\left. \begin{aligned} \Delta T &= P \frac{\sqrt{\pi} D}{2kLB|M|}, \\ M &= \int_0^\infty \operatorname{cth} \omega \exp\left[-\left(\frac{B\omega}{2D}\right)^2\right] \sin\left(\frac{W}{D} \omega\right) d\omega, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

三、实验和数据处理

实验系统如图 1 所示。玻璃基板上下表面和两端面抛光成镜面,其长度 25 mm,宽度 $2W=10$ mm,厚度 $D=2$ mm。采用常规真空淀积工艺和光刻工艺在其上表面制备条形金属 T_1 薄膜作为热子,其长度 $L=23$ mm,宽度 $200 \mu\text{m}$,阻抗约为 $10 \text{ k}\Omega$ 。He-Ne 激光束经 $\phi=0.5$ mm 小孔限束后,用 $f=340$ mm 透镜聚焦于基板始端面。在距出射端面 2150 mm 处置屏测量出射光束的偏向角。利用控制精度为 $0.1 \mu\text{m}$ 的精密微调机构和百分表调节控制入射光点的位置,垂直于基板表面沿 $y=0$ 直线每隔 $50 \mu\text{m}$ 测一点。热子通电流后约 10 sec 左右,温度分布趋近稳态,此时出射光斑稳定。为了保证每个扫描点测量的初始条件一致,测量时间间隔控制在 4 mm 左右,测量时同时测定电压和电流。并分别在热子两端加 40 V、60 V、80 V、100 V 直流电压,测量其相应的偏向角,对应的功率分别为 0.16、0.384、

0.64 和 1 W。测量结果如图 4 所示。不难看出,靠近表面处的光束,其偏向角与 x 呈线性关系,符合(8)式给出的规律。当 x 增大后,线性关系不再成立,这表明在导出(8)式的过程中,此处已不能略去 $(x/B)_3$ 以上项。图 4 中实线是经最小二乘法处理得到的,分别为

40 V:

$$\theta_0(x) = -1.16 \times 10^{-6} x + 0.85 \times 10^{-3} \quad (\text{rad})$$

60 V: $\theta_0(x) = -2.05 \times 10^{-6} x + 2.04 \times 10^{-3} \quad (\text{rad})$

80 V: $\theta_0(x) = -3.12 \times 10^{-6} x + 3.40 \times 10^{-3} \quad (\text{rad})$

100 V: $\theta_0(x) = -4.65 \times 10^{-6} x + 5.31 \times 10^{-3} \quad (\text{rad})$

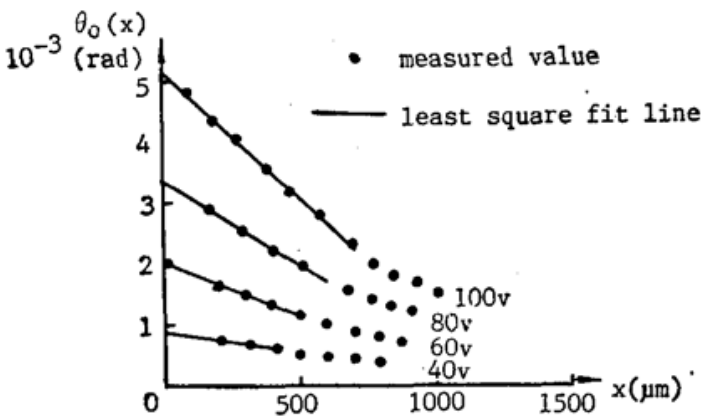


Fig. 4 Variation of the deflection angle with the applied valtage

由(8)式容易得到

$$\eta_{\theta} = \left| \frac{d\theta_0(x)}{dx} \right| = \Delta n \frac{2L}{B^2} \quad (\text{rad}/\mu\text{m}), \quad (11)$$

$$\theta_0(0) = \frac{2\Delta n L}{\sqrt{\pi} B} \left[1 + \frac{3}{8} \left(\frac{B}{D} \right)^2 - \frac{5}{64} \left(\frac{B}{D} \right)^4 \right], \quad (\text{rad}) \quad (12)$$

式中 η_{θ} 定义为斜率的绝对值、 $\theta_0(0)$ 为 $x=0$ 处出射光束偏向角。把已得数据 η_{θ} 和 $\theta_0(0)$ 代入上式, 经叠代逼近, 得 Δn 和 B , 列于表 1。

图 5 表示 Δn 随功率 P 的变化情况, 两者之间的线性关系是明显的。经最小二乘法处理, 得

$$\Delta n = 2.90 \times 10^{-4} P - 0.12 \times 10^{-4}.$$

其变化率为 $\eta_n = 2.90 \times 10^{-4} \text{ (W}^{-1}\text{)}$

图 6 给出了根据 Δn 和 B 的测定值计算的 x 轴上的折射率增量。表 2 给出了不同功率下的最大温度增量, 由 (9) 式计算得出。其中热传导系数 k 为 $0.76 \text{ (W/m}\cdot\text{°C)}$ ^[10], 积分 M 采用数值法计算。图 7 是对应的曲线, 表

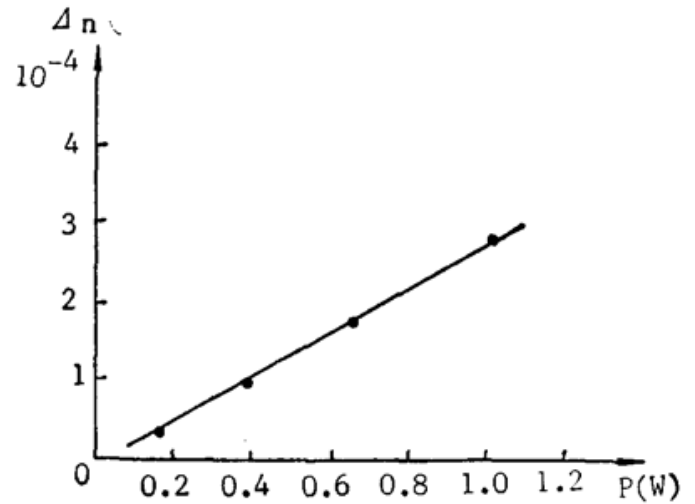


Fig. 5 Dependence of changes of refractive index on power

Table 1

	40 V	60 V	80 V	100 V
P (W)	0.16	0.384	0.64	1
Δn 10^{-4}	0.34	0.99	1.73	2.78
B (mm)	1.16	1.49	1.60	1.66

明 ΔT 与 P 呈线性关系, 用最小二乘法拟合, 得

$$\Delta T = 42.34 P + 3.59 \quad (\text{°C})$$

其变化率为

$$\eta_T = 42.34 \quad (\text{°C/W})$$

实验室环境温度为 25°C , 图 7 表明, 表面最大温度随施加功率变化于 $25\sim 70\text{°C}$ 范围, 在此范围内的平均折射率温度系数为

Table 2

P (W)	0.16	0.384	0.64	1
$ M $	1.325	1.326	1.328	1.329
ΔT (°C)	10.55	19.66	30.54	46.04

$$\frac{\partial n}{\partial T} = \frac{\eta_n}{\eta_T} = 6.8 \times 10^{-6} \quad (\text{°C}^{-1})$$

国内 1977 年公布值为 $2.4 \times 10^{-6} \text{ (°C}^{-1}\text{)}$ ($\lambda = 0.589 \mu\text{m}$)^[11], 与 K_9 牌号接近的日本 BK-7 玻

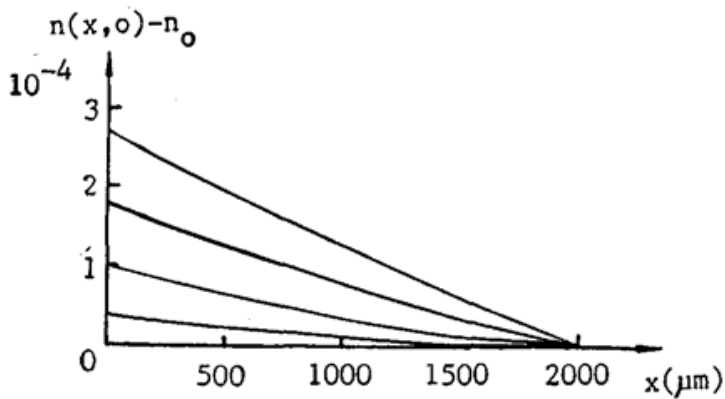


Fig. 6 Calculated increment of refractive index n_0 from value of Δn and B

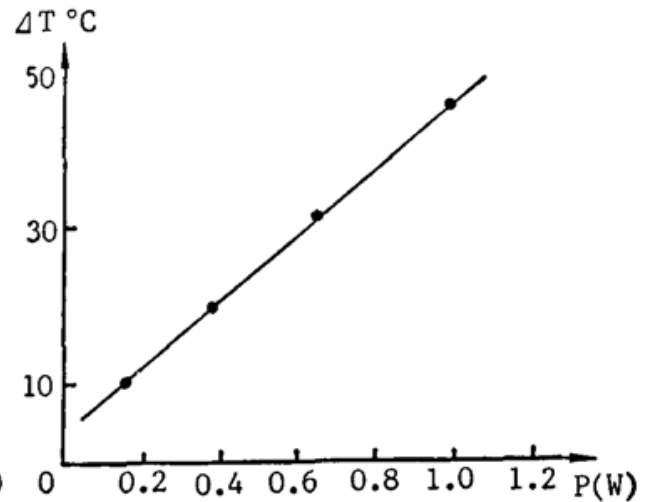


Fig. 7 Dependence of variation of temperature on power

璃的公布值为 $2.9 \times 10^{-6} (\text{°C}^{-1})$ ^[5], 测量温度范围是 $20 \sim 40 \text{°C}$ 。本实验测量温度范围略高, 折射率温度系数应有所升高。本实验测定值与公布值在同一量级上, 证实了本实验方法的正确性。

参 考 文 献

- [1] M. Haruna, J. Keydma; *Electron. Lett.*, 1981, **17**, No. 22, 842.
- [2] 春名, 小山; 《信学技報》, 1981, OQE 81-106.
- [3] 春名, 前田, 小山; 《信学技報》, 1982, OQE 82-67
- [4] 橋本, 中村, 山口, 小郷; 《信学技報》, 1984, MW84-67
- [5] 西原浩等; 《光集成回路》オーム社, 133.
- [6] R. C. Miller, A. Savage; *Appl. Phys. Lett.*, 1966, **9**, No. 4, 169.
- [7] 藤井等; 日经エレクトロニクス, 1982年8月16日号, No. 297, 185~193.
- [8] Y. Fujii, K. Kajimura *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**, No. 3, 217.
- [9] 岸岡清; 《信学技報》, 1984, MW84-68.
- [10] 杰姆斯·苏赛克著; 《传热学》(下册), (人民教育出版社, 北京, 1981), 435.
- [11] 天津硅酸盐材料试验厂编; 《光学玻璃汇编》, (机械工业出版社, 北京, 1977), 24.

Studying and measuring distribution of refractive index for thermo-optic effect in glass substrate

CHEN BAOXUE AND YUAN YIFANG

(Department of Instrumentation, Shanghai Institute of Mechanical Engineering)

(Received 10 September 1988; revised 8 March 1990)

Abstract

Almost all optical materials have the properties of thermal refractive index varying. Under the action of the local thermal source, distribution of refractive index is gradient, and the direction of propagation of the passing light beam will deflect. According to this physical property, it is possible to make various thermo-optic devices. It is proposed to fabricate strip Ti-film thermal source and to measure the deflecting angles of emergence beam in the paper. Using analytic method, the distribution of refractive index on the profile of substrate is obtained. And then according to energy conservation, temperature coefficient of refractive index of the material is obtained. Compared with the announced values, it is verified that our experiment method is correct. The method described is available for studying and analyzing thermo-optic materials and devices.

Key words: thermo-optic effect; thermal refractive index varying.