

探测束非聚焦 CW 交叉束热透镜 的理论分析*

刘恒彪 邓延倬

(武汉大学分析测试中心, 430072)

摘要: 本文基于把样品池当作薄位相板, 运用傅里叶光学理论, 对探测束非聚焦 CW 双束正交热透镜构型进行了理论分析, 预示了由此构型产生的热透镜特性。

关键词: 激光, 热透镜

Theoretical analysis for CW crossed-beam thermal lens with unfocused probe beam

Liu Hengbiao, Deng Yanshuo

(The Center of Analysis and Testing, Wuhan University, 430072)

Abstract: Taking the sample cell as a thin phase plate and utilizing Fourier optics theory, a theoretical analysis for CW crossed-beam thermal lens with unfocused probe beam was proposed. Also obtained are group of the characteristic curves describing thermal lens properties, which are in agreement with experimental results.

Key words: laser, thermal lens

热透镜光谱分析法是一种超高灵敏度的激光光谱分析法。与常规的双束热透镜构型不同^[1], 非聚焦探测束构型是一种束腰严重失配的双束构型。本文对 CW 双束正交的非聚焦探测束构型进行了理论分析, 用导出的数学表达式进行计算、作图, 预示了热透镜特性, 与已有实验结果基本一致。

一、理论分析

本文讨论的热透镜光学构型如图 1 所示。CW 加热束束腰 ω_{0h} 落在样品池中央。探测激光(如 He-Ne 激光)束腰距样品池为 z_1 , 其在样品池的束半径为 ω , 且 $\omega \gg \omega_{0h}$ 。池后透镜 L 的焦距为 f 。样品池至池后透镜和至探测器的距离分别为 z_2 和 z_3 。

当光闸骤然打开, 加热束入射于样品池, 样品吸收加热束光能后, 以无辐射弛豫过程将吸收的能量全部或部分地转换成热能, 产生对样品加热作用。样品受热导致折射指数变化。设加热束具有高斯强度分布, 则诱导的折射指数空间分布相对于与之正交的探测束来说, 在光轴

收稿日期: 1989年10月17日。

* 国家自然科学基金资助课题。

附近等效于一个圆柱透镜,对探测束产生微扰作用,在远场束中心产生光强相对变化。

由于样品池中探测束半径比加热束半径大得多,用现有的理论模型不能描述本构型产生的热透镜特性。我们把样品池当作一个薄位相板,运用傅里叶光学理论,求出了在加热束作用下,探测平面上探测束轴上点光强的相对变化。

1.1 样品中加热区的温度场分布

设 $\omega_{0h} \gg (L\lambda_h)^{1/2}$, L 为样品池沿加热束传播方向的长度,即探测束在样品池中的径向长度, λ_h 为加热束波长,并且样品吸收很小,因而样品光吸收所形成的分布热源可按比耳定律表示为

$$g(x_0, z_0) = \frac{2\alpha P_0}{\pi\omega_{0h}^2} \exp\left[-\frac{2(x_0^2 + z_0^2)}{\omega_{0h}^2}\right] \quad (1)$$

式中 α 为样品吸收系数, P_0 为加热束功率。

当光闸骤然打开,样品中温度分布的定解问题可表示为

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T}{\partial r_0^2} + \frac{1}{r_0} \frac{\partial T}{\partial r_0} + \frac{1}{K} g(r_0) = \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t} & 0 \leq r_0 < \infty, t < t_m \\ T(r_0, t)|_{t=0} = 0 & 0 \leq r_0 < \infty, t < t_m \end{cases} \quad (2)$$

式中 $r_0 = (x_0^2 + z_0^2)^{1/2}$, K 和 D 分别为样品的热导率和热扩散系数, t_m 为光闸通光期。实际上,这个问题的解即为温度增量分布 $\Delta T(r_0, t)$ 。

$$\Delta T(r_0, t) = \int_0^t \frac{2P_0\alpha}{\pi\rho C_p} \left(\frac{1}{\omega_{0h}^2 + 8D\tau}\right) \exp\left(-\frac{2r_0^2}{\omega_{0h}^2 + 8D\tau}\right) d\tau \quad (3)$$

式中 ρ 为样品密度, C_p 为样品定压比热。

1.2 样品作为薄位相板的透射率函数

样品折射指数随温度的变化表示为

$$n(r_0, t) = n_0 + \frac{dn}{dT} \Delta T(r_0, t) \quad (4)$$

n_0 为室温下的折射指数, dn/dT 为折射指数的温度系数。对大多数溶剂, $dn/dT < 0$ 。

令 z_1 较大,且探测束发散角很小,样品受热导致折射指数的变化亦很小。因此,我们可以忽略探测束在样品内部的偏转,把样品看作是一个薄位相板。根据薄位相板近似,这个位相板沿 z 轴方向的位相延迟分布函数为

$$\psi(x_0, t) = k \int_{-l/2}^{l/2} n(r_0, t) dz_0 \approx \phi_1 - \int_0^t \phi(\tau) \exp[-q(\tau)x_0^2] d\tau \quad (5)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$, λ 为探测束波长, l 为沿 z 轴的样品池长度。

$$\phi_1 = kn_0l, \quad \phi(\tau) = -\frac{\sqrt{2/\pi} k\alpha P_0 dn/dT}{\rho C_p (\omega_{0h}^2 + 8D\tau)^{1/2}}, \quad q(\tau) = \frac{2}{\omega_{0h}^2 + 8D\tau}$$

由于 ω_{0h} 和 $8D\tau$ 很小, $(\omega_{0h}^2 + 8D\tau)^{1/2} \ll l/2$ 。于是,上式中

$$\int_{-l/2}^{l/2} \exp[-q(\tau)z_0^2] dz_0 \approx \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-q(\tau)z_0^2] dz_0$$

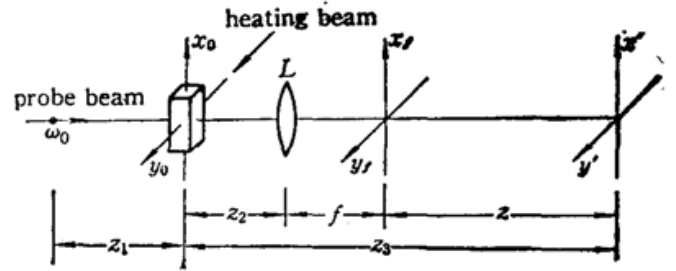


Fig. 1 Schematic diagram of the optical configuration for thermal lens

样品作为薄位相板的透射率函数为

$$\begin{aligned} t_0(x_0, t) &= \exp[j\psi(x_0, t)] \\ &= \exp[j\phi_1] \exp\left\{-j \int_0^t \phi(\tau) \exp[-q(\tau)x_0^2] d\tau\right\} \end{aligned} \quad (6)$$

式中后一因子反映了热透镜效应。通常,此效应很弱,取其一阶近似,则式(6)简化为

$$t_0(x_0, t) \approx \exp[j\phi_1] \left\{1 - j \int_0^t \phi(\tau) \exp[-q(\tau)x_0^2] d\tau\right\} \quad (7)$$

当高斯探测光束传播至样品时,在样品入射面的光场复振幅为

$$U_{00}(x_0, y_0) = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{2P}{\pi}} \exp\left\{-\frac{x_0^2 + y_0^2}{\omega^2} - j\left[k \frac{x_0^2 + y_0^2}{2R} + \phi_0\right]\right\} \quad (8)$$

P 为探测束功率, R 为探测束在入射面位置处的等位相面曲率半径, ϕ_0 为位相常数。利用样品的薄位相板近似,在样品出射面的光场复振幅为

$$\begin{aligned} U_0(x_0, y_0) &= \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{2P}{\pi}} \exp[j(\phi_1 - \phi_0)] \left\{1 - j \int_0^t \phi(\tau) \exp[-q(\tau)x_0^2] d\tau\right\} \\ &\quad \cdot \exp\left[-\frac{x_0^2 + y_0^2}{\omega^2} - jk \frac{x_0^2 + y_0^2}{2R}\right] \end{aligned} \quad (9)$$

1.3 探测束在检测平面上的光场复振幅分布

令

$$B = \frac{1}{2z} + \frac{1}{2f} \left(1 - \frac{z_2}{f}\right) \quad (10)$$

根据傅里叶光学理论^[2],在信号检测平面上的光场复振幅分布为(当 $z=0$ 时);

$$\begin{aligned} U(x', y') &= \frac{1}{j\lambda f} \exp\left[jk \frac{1}{2f} \left(1 - \frac{z_2}{f}\right) (x'^2 + y'^2)\right] \\ &\quad \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(x_0, y_0) \exp\left[-j2\pi \frac{1}{\lambda f} (x'x_0 + y'y_0)\right] dx_0 dy_0 \end{aligned} \quad (11)$$

当 $z \neq 0, B=0$ 时,

$$U(x', y') = -\frac{f}{z} \exp(jkz) \exp\left[jk \frac{1}{2z} (x'^2 + y'^2)\right] \cdot U_0\left(-\frac{fx'}{z}, -\frac{fy'}{z}\right) \quad (12)$$

当 $z \neq 0, B \neq 0$ 时,

$$\begin{aligned} U(x', y') &= \frac{1}{j2\lambda f B z} \exp(jkz) \exp\left[jk \left(\frac{1}{2z} - \frac{1}{4Bz^2}\right) \right. \\ &\quad \cdot (x'^2 + y'^2) \left. \right] \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(x_0, y_0) \exp\left[-jk \frac{1}{4Bf^2} (x_0^2 + y_0^2)\right] \\ &\quad \cdot \exp\left\{-j2\pi \frac{1}{2\lambda f B z} (x'x_0 + y'y_0)\right\} dx_0 dy_0 \end{aligned} \quad (13)$$

1.4 检测平面轴上点的光场复振幅及光场强度

令式(11)~(13)中 $x'=0, y'=0$, 得到检测平面轴上点的光场复振幅表达式为(当 $B=0$ 时),

$$U(0, 0) = -\frac{f}{z} \exp(jkz) U_0(0, 0) \quad (14)$$

当 $B \neq 0$ 时,

$$U(0, 0) = \frac{1}{j2\lambda fBz} \exp(jkz) \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(x_0, y_0) \exp\left[-jk \frac{1}{4Bf^2} (x_0^2 + y_0^2)\right] dx_0 dy_0 \quad (15)$$

式(14)中, 由于 $U_0(0, 0) = t_0(0, t)U_{00}(0, 0)$, 将式(6)代入, 得到当 $B=0$ 时,

$$I(0, 0) = U(0, 0) \cdot U^*(0, 0) = \frac{2P}{\pi\omega^2} \left(\frac{f}{z}\right)^2 \quad (16)$$

式(16)表明, 当 $B=0$ 时, 检测平面轴上点的光强与时间无关, 也与样品的各项参数无关, 即检测不到由热透镜效应引起的束中心光强变化。同样可证明, 在整个检测平面上也检测不到光强的变化。

对式(15)积分, 得到 $B \neq 0$ 时检测平面轴上点的光场复振幅为

$$\begin{aligned} U(0, 0) &= -jC_1 \exp(jkz) \exp[j(\phi_1 - \phi_0)] \\ &\quad \cdot \left\{ \frac{1}{\beta + jkQ} - j \int_0^t \frac{\phi(\tau) d\tau}{(\beta + jkQ)^{1/2} [\beta + q(\tau) + jkQ]^{1/2}} \right\} \\ &= -jC_1 \exp(jkz) \exp[j(\phi_1 - \phi_0)] \frac{1}{\beta + jkQ} \\ &\quad \cdot \left\{ 1 - \frac{jC_2}{(\beta + jkQ)^{1/2}} [(2 + (\beta + jkQ)(\omega_{0h}^2 + 8Dt))^{1/2} \right. \\ &\quad \left. - (2 + (\beta + jkQ)\omega_{0h}^2)^{1/2}] \right\} \quad (17) \end{aligned}$$

式中

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{\sqrt{2\pi P}}{2\lambda f\omega z B}, \quad C_2 = -\frac{k\alpha P_0 d n_0 / dT}{2\sqrt{2\pi} \rho C_p D}, \\ \beta &= \frac{1}{\omega^2}, \quad Q = \frac{1}{2R} + \frac{1}{4Bf^2}. \end{aligned}$$

光场强度为

$$I(0, 0) = U(0, 0) \cdot U^*(0, 0) \quad (B \neq 0) \quad (18)$$

束中心光强随时间的变化为

$$\Delta I(t) = I(0, 0)|_{t=t} - I(0, 0)|_{t=0} \quad (19)$$

束中心光强的相对变化, 即热透镜信号强度 S_{TL} 表示为

$$S_{TL}(t) = \frac{\Delta I(t)}{I(0, 0)|_{t=0}} \quad (20)$$

依照上述思路, 将式(17)中 ω_{0h}^2 用 $(\omega_{0h}^2 + 8Dt_f)$ 代替, t 用 t_m 代替, 同样可导出当光闸闭上时的束中心光强相对变化, 即热透镜衰减的表达式。这里, t_m 是光闸关闭前通光期的时间长度, t_f 是以光闸关闭的瞬间为计时起点的检测时刻。

二、热透镜的理论特性

鉴于由式(18)~(20)表示的热透镜效应的复杂性, 我们借助 BASIC 语言编程, 用与实验相似的下述参数:

f : 池后透镜焦距, 取 4.6 cm; ω : 探测束在样品池中束半径, 取 0.049 cm; ω_{0h} : 加热束束腰, 取 4.8×10^{-3} cm; z_1 : 探测束束腰至样品池距离, 取 31 cm; z_2 : 池后透镜至样品池距离, 取 16.5 cm; z_3 : 探测器至样品池距离, 取 150 cm; λ : 探测束波长, 取 632.8 nm; P : 探测束功

率, 取 1.5 mW ; P_0 : 加热束功率, 取 7.0 mW ; t : 通光期检测时刻, 取 0.05 s ; ∂ : 样品吸收系数, 取 $4.0 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$; D : 样品热扩散系数, 取 $0.90 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$; C_p : 样品定压比热, 取 $0.96 \text{ Jk}^{-1} \text{ g}^{-1}$; ρ : 样品密度, 取 1.49 gcm^{-3} ; dn/dT : 样品折射指数的温度系数, 取 $-5.8 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ 。代入上述公式, 用计算机计算, 得到一组描述热透镜特性的理论曲线。由此得出如下结论:

(1) 热透镜信号 S_{TL} 的极性和强度与池后透镜的位置 z_2 及其焦距 f 有关, 是 z_2/f 的函数。图 2 示出 $S_{TL}-z_2/f$ 关系曲线。 z_2/f 由小到大, S_{TL} 由一个极性到另一个极性。当 $z_2/f=1.03$ 时, $S_{TL}=0$; 在该点附近, S_{TL} 与 z_2/f 的关系近似为线性; 当 z_2/f 在 $2.3 \sim 2.5$ 之间某点时, S_{TL} 达到最大。当 z_2/f 在 $2.5 \sim 5.8$ 的范围内时, 曲线几乎成线性地下降。因此, 利用池后透镜的这种效应, 可以得到此构型的最佳光学几何配置, 达到最高检测灵敏度。实验表明, 用 7 mW 的 He-Ne 激光加热束, 可以检测吸收系数低至 $2.3 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ 的弱吸收样品^[8], 这对于短光程或微体积测量是特别有用的。

(2) 热透镜信号是时间的函数。图 3 表示不同通光-闭光期的热透镜信号波形。若通光时间比较长(如曲线 d), 热透镜达到稳态, 随后在长闭光期内热量消逝, 逐渐恢复到初始状态。若通光时间较短(如曲线 a, b), 热透镜未达到稳态, 信号较小; 在短闭光期内热量未能完全消散, 对紧接的下一通光期产生“记忆”效应。本文讨论的是没有“记忆”效应的情形。

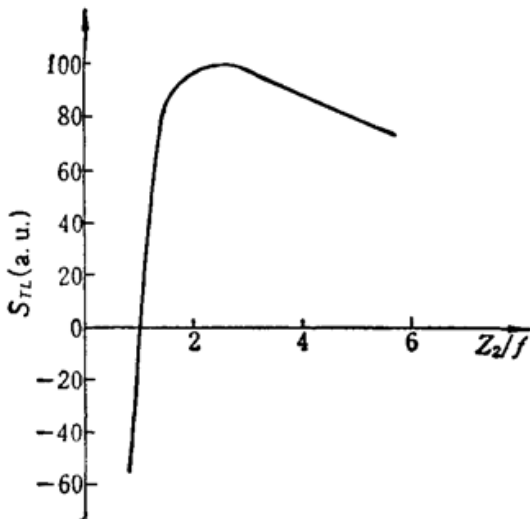


Fig. 2 Relative thermal lens signal intensity vs the ratio of z_0 to f
 z_2 -distance of the post-cell lens from the sample; f -focal length of the post-cell lens

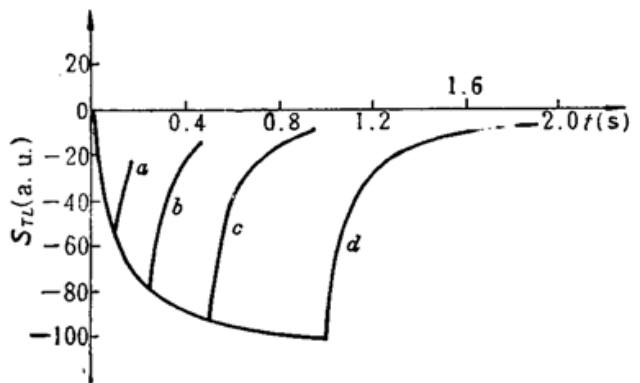


Fig. 3 Variation of thermal lens signal with time after allowing the laser light to impinge on the sample for various illuminating periods

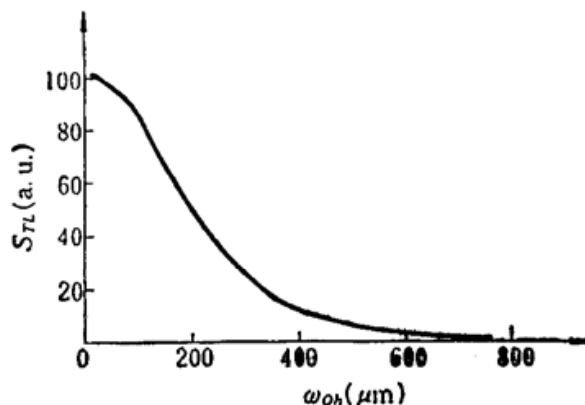


Fig. 4 Dependence of the magnitude of the thermal lens signal on waist radius of the heating beam within the sample cell

(3) 热透镜信号强度与池内加热束焦斑大小有关。图 4 示出 $S_{TL} \sim \omega_{0h}$ 关系曲线。当 ω_{0h} 从 $10 \mu\text{m}$ 增至 $260 \mu\text{m}$ 时, S_{TL} 几乎是线性地下降到 $10 \mu\text{m}$ 时的 30%。

此外, 热透镜信号强度对样品吸收系数(θ , $1.0 \times 10^{-7} \sim 1.0 \times 10^{-8} \text{cm}^{-1}$)和对加热束功率(P_0 , $1 \sim 100 \text{mW}$)作图, 分别得到热透镜信号随两者的增加而增大的线性图。以上这些特性曲线及由此而引出的结论对预示此构型的最佳光学几何配置, 达到最优的检测灵敏度是非常有益的。已有的若干实验结果证实了上述理论分析的正确可靠性^[3]。

参 考 文 献

- 1 R. T. Bailey, F. R. Cruickshank *et al.*, *Chem. Phys. Lett.*, **59**, 324(1978)
- 2 J. W. 顾得门著, 詹达三等译, 傅里叶光学导论, 科学出版社, 北京, 1976, 98
- 3 曹继正, 邓延倬, 罗庆尧, 高等学校化学学报(待发表)

730 nm 低阈值沟道衬底内条型 GaAlAs/GaAs 激光器

采用二次液相外延技术研制出 730 nm 波长沟道衬底内条型 GaAlAs/GaAs 激光器。典型阈值电流为 50mA, 线性光功率输出大于 10 mW, 单面微分量子效率约 15%。

器件结构为: 首先用一次液相外延方法在 P 型 GaAs 衬底上生长一层 P 型 GaAs 缓冲层和一层 N 型 GaAs 电流限制层。然后沿 [011] 方向由标准的光刻技术和湿化学腐蚀方法蚀刻出宽约 $2 \mu\text{m}$ 的 V 型沟道, 然后进行二次液相外延, 依次生长 P 型 GaAlAs、有源层、N 型 GaAlAs 三层结构。三层的厚度依次为 $0.8 \mu\text{m}$ 、 $0.3 \mu\text{m}$ 、 $1.0 \mu\text{m}$ 。经减薄至 $80 \sim 100 \mu\text{m}$ 厚, P 面蒸 Au-Zn-Au, N 面蒸 Au-Ge-Ni, 420°C 合金, 解理成腔长 $150 \sim 250 \mu\text{m}$ 的管芯, N 面向下钎焊在镀银铜热沉上。最后充氮密封。

实验表明, 沟道衬底内条型激光器的制备工艺重复可靠, 低阈值器件的成品率也比较高。同时由于该结构的大面积欧姆接触, 增加了散热能力, 抑制了器件连续工作时的温升, 有利于器件获得较大的功率输出。目前器件的寿命试验工作正在进行。

(长春光机学院二所 薄报学 任大翠 张兴德 1990 年 12 月 26 日收稿)

用雪崩晶体管驱动器的高性能激光单脉冲选择器

中国科学院上海光机所最近研制成功了用雪崩晶体管驱动器的高性能激光单脉冲选择器, 并于 1991 年 8 月 12 日通过了由中国科学院上海分院主持的技术鉴定。

该仪器独立设计, 采用超高速 ECL 电路及超高频晶体管做成可调节阈值电平的同步触发电路, 用三种类型的雪崩晶体管电路产生高压纳秒脉冲, 驱动置于折射率匹配液中的双 KD*P 晶体普克尔斯盒, 再配以高精度直流高压稳压电源及快响应硅光电探测器组成, 该机具有抖动小 ($< 1 \text{ns}$), 寿命长 (10^7 次), 故有延迟时间短 (约 20ns)、单脉冲选出率高 (100%)、信噪比高 ($> 10^9$)、抗干扰能力强等优点, 其各项主要性能指标达到了八十年代末国际上同类仪器的先进水平。

该仪器体积小、重量轻、使用方便、安全可靠、价格低廉, 已推广应用到所内外十余台锁模振荡器上, 具有广泛的应用前景和市场竞争能力。

(中国科学院上海光机所 莽燕萍 1991 年 8 月 14 日收稿)