

光栅-三平板干涉仪及其应用

徐毓光 刘 健 戎忠华 王黎君 葛 文
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文介绍光栅-三平板干涉仪的原理、特性及其在激光等离子体测量等中的应用。

一、引 言

三平板干涉仪是环路干涉仪中最简单的干涉仪,它具有基本等光程,高测量精度,剪切量连续可调等特点^[1]。但由于是剪切干涉,在干涉图的定量处理中有一定的复杂性。若在三平板干涉仪前安置一块 Ronchi 光栅,利用光栅衍射将光束分光,把零级衍射光和一级衍射光分别作为物光束和参考光束,然后通过三平板剪切,将两束光叠合得到干涉条纹。这样既保持了三平板干涉仪的特色,又实行了同波面点相干,便于数据处理;干涉仪的两臂非常接近,且通过相同光学元件传递,光路简单;在激光等离子体干涉图的测量中,要求干涉仪有微微秒量级的分辨本领^[2],而光栅-三平板干涉仪,通过适当的结构设计,可以做到两个干涉臂完全等光程,使用该干涉仪对激光等离子体进行干涉测量是较为理想的。

二、原 理

见图1,平行光束通过 Ronchi 光栅 G 后,得到零级和一级及其他多束高级次衍射光。光阑 M_1 仅让零级和正一级衍射光通过,作为干涉仪的两个臂。透镜 L_1 将 Ronchi 光栅成像到无穷远。在零级光束光路中放置物体 O ,形成物光路;正一级衍射光作为干涉仪的参考光。物光束和参考光束经 SAB 三平板环路系统后,分别被剪切切成二束光。适当调整剪切量^{*},使一束物光束和另一束参考光重合,形成干涉。光阑 M_2 在透镜 L_2 的焦面上,把从三平板干涉系统出来的其余二束光挡去。透镜 L_2 将物体成像到 O' 平面,就得到物体 O 的干涉图。

三平板环路相干涉的两条光路,一条为透过半透板 S ,经全反射板 B 、 A 反射,又透过 S 板输出,称为透射光路。另一条光路经 $S-A-B-S$ 反射后输出,称反射光路。只有当光束入射角等于全反射板 A 、 B 夹角时,这两路光程严格相等^[3],称为全同环路。而在一般情况下,透射光路和反射光路的光程并不严格相等。

三平板干涉系统的两块全反射板和一块半透板相对位置确定后(如图2所示),即 α_1 、 α_2 和 α 确定,这时,如果入射光对 S 板的入射角 i 和入射点 O 也确定,则透射光和反射光的

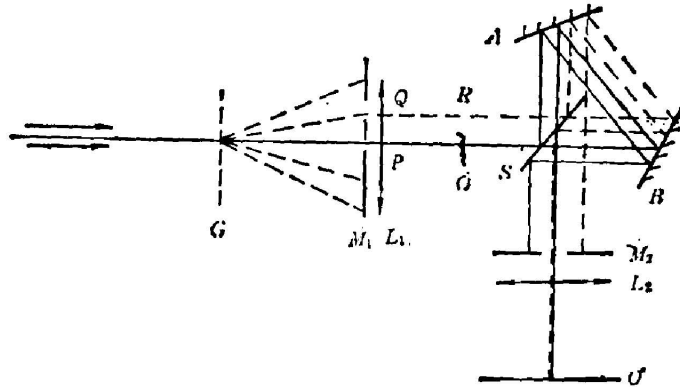


Fig. 1 Schematic diagram of a grating-triangle interferometer

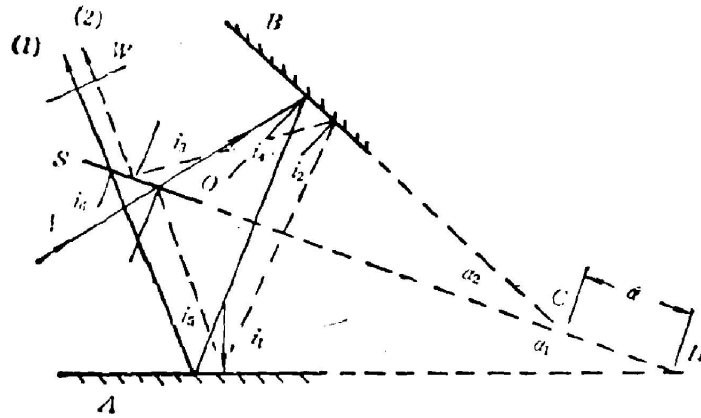


Fig. 2 Optical schematic diagram of a triangle interferometer

光线走向和相对位置也就确定。它们的光程差和剪切量也就确定。

当 S 、 A 、 B 三块板的法线在同一平面内(见图 2), 光线(1)和(2)的光程差和横向剪切量可方便地求得。易于证明, 三平板系统中各线段长度可由下列各式表示:

$$l_1 = \frac{b \sin \alpha_1}{\cos i_1}, \quad (1)$$

$$l_2 = \frac{b \cos i}{\cos i_1 \cos(i-2i_1)} \left(\sin \alpha_1 + \frac{\cos i_1 \sin \alpha_2}{\cos i_2} \right) - \frac{a \sin \alpha_2}{\cos i_2}, \quad (2)$$

$$l_3 = \frac{\sin \alpha_2}{\cos i_2 \cos i_3} [b \cos i - a \cos(i-2i_1)], \quad (3)$$

$$l_4 = (b-a) \frac{\sin \alpha_2}{\cos i_4}, \quad (4)$$

$$l_5 = (b-a) \frac{\cos i \sin \alpha_2}{\cos i_4 \cos(i-2i_4)} + \left[(b-a) \frac{\cos i}{\cos(i-2i_4)} + a \right] \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_5}, \quad (5)$$

$$l_6 = [(b-a) \cos i + a \cos(i-2i_4)] \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_5 \cos i_3}, \quad (6)$$

$$l_7 = a \{ [\cos(i-2i_1) + \cos(i-2i_4) - \cos i] \operatorname{tg} i_3 - \sin i_3 \}. \quad (7)$$

透射光路和反射光路两者光程差 Δl 为:

$$\Delta l = l_1 + l_2 + l_3 + l_7 - l_4 - l_5 - l_6, \quad (8)$$

若 $\Delta l > 0$, 反射光路光程长于透射光路光程。两条光线横向剪切量为:

$$W = a[\cos(i - 2i_1) + \cos(i - 2i_4) - \cos i - \cos i_3], \quad (9)$$

当 $W > 0$ 时, 透射光线靠近 O 点。上列各式中, $b = OD$ 。

三平板处于不同状态, 光程差和剪切量也各别。三平板的 S 板或 A 、 B 板, 以入射点 O 为中心, 转动 θ 角后, 剪切量和光程差都引起变化。我们对 $\theta = 0$ 时, $\alpha_1 = \alpha_2$, $a = 0$, $i = \alpha_1 + \alpha_2$, A 、 B 板中心距分别为 230 mm 和 185 mm 情况, 对 S 板或 A 、 B 板一起转过不同 θ 角进行了计算。结果如下:

(1) 当 $i = \alpha_1 + \alpha_2 = i_0$ 时, $\Delta l = 0$, 横向剪切量 W 随 A 、 B 板一起绕 O 点转过的角度变化而变化, 当 $a = 0$ 时, $W = 0$, $S = 0$ 。

(2) 当 $i \neq \alpha_1 + \alpha_2$ 时, Δl 和 θ 的关系见图 3。半透板 S 转动时, 光程差和转角成曲线变化, 如图中的曲线 1 所示, A 、 B 板一起转动时, Δl 和 θ 关系如图中直线 2 所示。

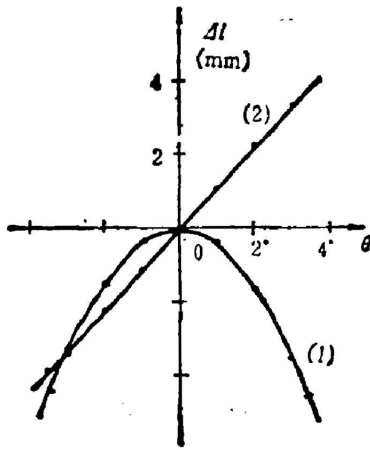


Fig. 3 Δl vs. θ

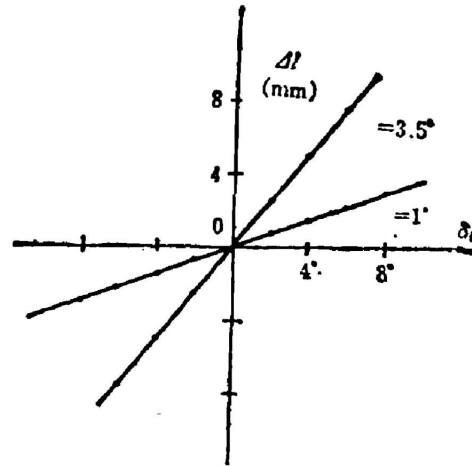


Fig. 4 Δl vs. i

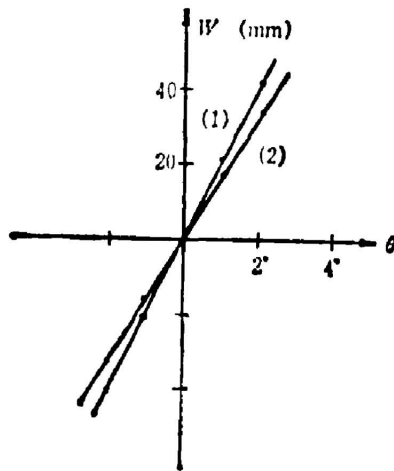
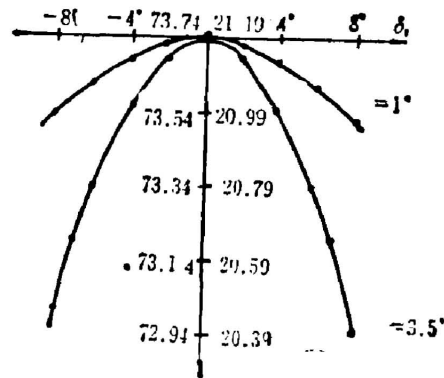
(3) 当转角 θ 为定值时, 光程差 Δl 和光线入射角 i 关系以 $i = \alpha_1 + \alpha_2$, $\Delta l = 0$ 为原点线性变化, θ 大者斜率大, 如图 4 所示。图中 $\delta_i = i - i_0$ 。

(4) 横向剪切量 W 和转角 θ 的关系为: 以 $\theta = 0$, $W = 0$ 为原点成直线变化(见图 5)。图中, 直线(1) A 、 B 中心距为 230 mm, 直线(2) A 、 B 中心距为 185 mm。中心距大者斜率大。

(5) 当转角 θ 为某一定值时, 横向剪切量 W 和光线入射角 i 关系: 以 $i = \alpha_1 + \alpha_2$ 时 W 值为原点对称变化, 曲线随 θ 不同而各别(见图 6)。图中纵坐标左边数值对应于 $\theta = 3.5^\circ$, 纵坐标右边数值对应于 $\theta = 1^\circ$ 值, δ_i 意义同图 4。

从上述计算中可知, SAB 三平板环路系统当光束入射角 $i = \alpha_1 + \alpha_2$ 时, 该系统为全同环路系统, $\Delta l = 0$, 其透射光线和反射光线光路光程完全相等, 但一旦使输入光束入射角 i 变化或 S 板方位改变, 或在 $i \neq \alpha_1 + \alpha_2$ 时 A 板和 B 板一起绕入射点 O 转动, 反射光线和透射光线之间就有一定的光程差。

在光栅-三平板干涉仪中, 要求由光栅衍射的零级光和 +1 级光束重合, 实现干涉。则要求三平板的横向剪切量 W 等于零级衍射光和一阶衍射光束输入三平板时主光线间的横向

Fig. 5 W vs. θ Fig. 6 W vs. δ

距离。在图 2 中的 W 等于图 1 中的 \overline{PQ} 。例如令 $W=200$ mm, 当 A, B 板中心距为 230 mm 时, 若令 $i=\alpha_1+\alpha_2$, $\Delta l=0$, $W=0$ 为三平板环路系统的初始状态, 要得到 $W=20$ mm, 在入射光不动时, 可以有两种办法。令 A, B 板一起绕光束入射点 O 转过 1° , 这时得到 $W=21$, $\Delta l=0$, 干涉仪两臂光束同时到达 O' 平面, $\Delta t=0$; S 板绕 O 点转动 1° , $W=21$, $\Delta l=0.368$, $\Delta t=12$ ps, 不同的方法在得到同样的剪切量时, 干涉仪两臂可以有不同的光程差, 但总的来说, 光程差很小, 而在图 1 中可见, 在透镜 L_1 以前零级光和正一级衍射光等光程是显而易见的, 所以由它们两者组合而成的光栅-三平板干涉仪的参考光和物光束是等光程或基本等光程, 有极高的时间分辨本领。

光栅一级衍射光的衍射角为 $\beta = \arcsin \frac{\lambda}{d}$, 式中 λ 为入射光波长, d 为光栅常数。可见, 光栅频率确定了光束衍射角, 它和透镜 L 的焦距决定了干涉仪两臂光路的横向距离。所以, 可以由物体的大小和光路安排的要求来选取光栅合适的频率。

三、实 验

在激光核聚变中, 激光产生等离子体的电子密度分布状态是人们非常希望了解的。它可以为人们提供激光和等离子体相互作用的信息, 帮助人们了解等离子体的吸收机制等等^[4]。由于在打靶过程中, 等离子体的状态是瞬息万变的, 探测光的脉宽甚至可短达几个微微秒和十几个微微秒^[5], 这就要求干涉仪有极高的时间分辨本领。另外, 在激光核聚变总体实验中, 同时测量的参量往往很多, 要求测量元件尽量紧凑。光栅-三平板干涉仪的两个臂自动保证基本等光程, 且在光路中可使用同一光学元件, 在靶室中所占空间小, 用于激光等离子体干涉图的测量是非常合适的。

我们将图 1 光路适当演变为如图 7 所示, 用于激光等离子体的干涉测量。约 10^9 W 的 $1.06 \mu\text{m}$ 主激光用来打靶, 靶为一钢针, 放在真空度为 10^{-2} 的靶室中, 产生激光等离子体 T , 和主激光同一个振荡器出来的一部分 $1.06 \mu\text{m}$ 激光经 KDP 晶体倍频后, 得到 5300 \AA 、

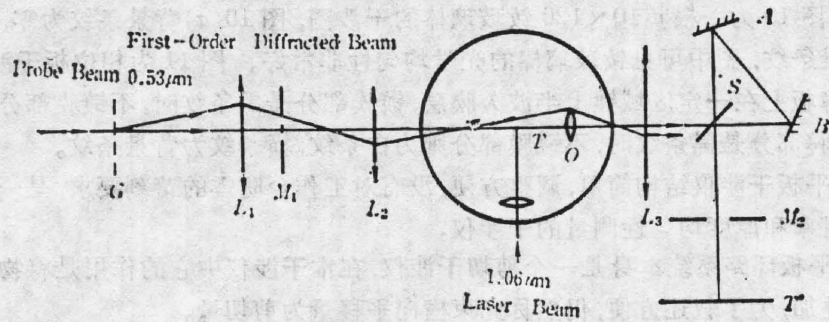


Fig. 7 Experimental arrangement for measuring a laser plasma

脉宽约 15 ns 的探测光, 扩孔后以平行光输入光栅-三平板干涉仪。Ronchi 光栅频率为 10 line/mm。光阑 M_1 放在透镜 L_1 的后焦面上, 用来滤去零级和 +1 级以外的衍射光束。透镜 L_2 将探测光束聚焦到激光等离子体 T 前方一定距离处, 即将零级衍射光聚焦照明等离子体, +1 级衍射光在靶 T 旁掠过。 O 为显微物镜, T 经显微物镜 O 和透镜 L_3 放大成像到 T' 平面, 光阑 M_2 将从三平板 SAB 输出的非重合的 +1 级和零级光滤去, 仅让重合在一起的、带有等离子体信息的零级光和 +1 级光通过。在 T' 平面得到靶的清晰图像和等离子体干涉图。

图 8 为主激光到达 20 ns 后的等离子体干涉图。显微放大倍数为 22 倍。从图上可见, 主激光方向等离子体扩散为 $250 \mu\text{m}$, 得到等离子体扩散速度为 $1.25 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ 。将干涉图进行 Aber 变换处理后, 可得到等离子体的电子密度分布图。

1.06 μm Laser Beam

Fig. 8 Fringe pattern of a laser plasma

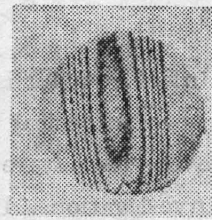


Fig. 9 Fringe pattern of a candle flame

光栅-三平板干涉仪适合一般透明介质的干涉测量。按图 1 的光路, 用 He-Ne 激光作光源, 扩孔成 $\phi 35$ 的一束平行光输入光栅, 在 O 处放置一燃烧的蜡烛, 拍得蜡烛火焰的干涉图如图 9 所示。其干涉图非常清晰。我们用它对钕玻璃激光器的钕玻璃棒进行光学均匀性的测量, 得到钕玻璃棒的干涉图, 用它来测量相位板的光学均匀性, 其干涉图分别如图 10、

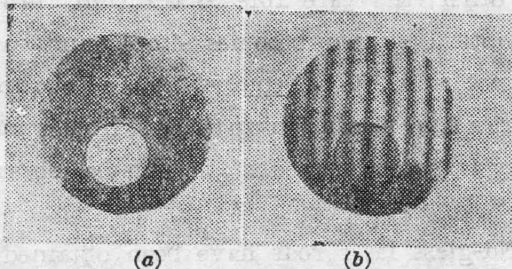


Fig. 10 Interferogram of a Nd-glass rod

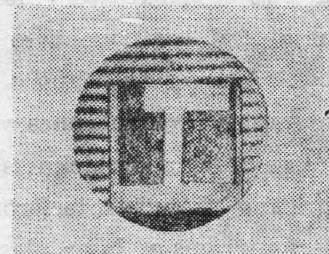


Fig. 11 Interferogram of a phase plate

图 11 所示。图 10 为一根 $\phi 10 \times 120$ 钹玻璃棒的干涉图, 图 10(a) 背景条纹为零, 图 10(b) 有平直的背景条纹, 图中可见钹玻璃棒的光学均匀性非常好。图 11 为相位板干涉图, 它是在一块平行薄板上在一定区域镀上半波 λ 膜层, 镀膜部分是黑条纹时, 不镀膜部分正好差 π 位相, 所以镀膜部分是黑条纹时, 不镀膜部分则为白条纹, 横条纹为背景条纹。

光栅-三平板干涉仪结构简单, 调整方便, 没有对工作台防震的苛刻要求, 是一种适用于透明介质折射率和厚度均匀性测量的干涉仪。

SAB 三平板环路系统本身是一个剪切干涉仪, 在本干涉仪中它的作用是将物光束和参考光束汇合叠加, 为了叙述方便, 仍然称光束横向平移量为剪切量。

参 考 文 献

- [1] 王之江; 《光学学报》, 1983, 3, No. 1 (Jan), 52.
- [2] E. L. Pierce; *App. Opt.*, 1980, 19, No. 19 (Mar), 952.
- [3] W. Zi-Jiang, C. Xi-Jie *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1981, QE-17, No. 9 (Sep), 1768.
- [4] D. T. Attwood *et al.*; *Phy. Rev. Lett.*, 1978, 40, No. 3 (Jan), 134.

A grating-triangle interferometer and its applications

XU YUGUANG, LI JIAN, RONG ZHONGHUA, WAN LIJUN AND GE WEN

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

(Received 10 October 1985; revised 7 January 1986)

Abstract

Triangle interferometer is the simplest ring-type interferometer. Its advantages include roughly equal optical path, high measuring accuracy and continuous shearing amount. However, its nature of shearing interferences brings about complexity in quantitative investigations. If a Ronchi grating is placed in front of the triangle interferometer, optical beam is diffracted. The zero-order undiffracted beam and first-order diffracted beam are taken as the object beam and reference beam, respectively. They are combined to form interference fringes in the triangle interferometer. In this way, characteristics as a triangle interferometer remain, while interference between same points on the wavefront is realized, thus making data processing much easier. Since the two beams are very near to each other, they are able to transmit through the same optical component so that the optical system becomes simple and easily adjustable. A grating-triangle interferometer is fully competent in obtaining interferograms of laser plasmas which require a time resolution up to 10ps. Homogeneity of refractive index and thickness of ordinary transparent media can also be measured with a grating-triangle interferometer.

Interferograms of laser plasmas and Nd-glass laser rods have been obtained by using this interferometer.