

一种简单的激光干涉仪

1962年, Hopkins 指出, 若用激光器作为非常强的单色点光源, 干涉仪设计中的某些限制便可消除。热辐射源的主要限制是, Steel 所确定的剪形波和延迟在干涉仪的二臂中必须紧密匹配, 这样才能保持干涉条纹的对比。产生这些限制的原因是因为实际的热辐射源的空间和时间相干性有限。最近一篇文献评论指出, 许多新型干涉仪的设计都利用了激光器的相干性。已报道过光程差大于9米的结果。本文描述一种简单的激光干涉仪, 它利用反射式衍射光栅作分束器和参考表面。这干涉仪已用可见和红外激光源试验过。这干涉仪的主要优点是在红外或紫外光谱区, 因为适用于这二波段的其他高质量分束器不容易获得。

早在1910年, Barus 即已用衍射光栅产生干涉图样。从此以后, 衍射光栅便被用来作迈克耳孙干涉仪、马赫-陈德尔干涉仪和横剪切干涉仪中的分束器。本文描述的简单的激光干涉仪是与迈克耳孙干涉仪相联系的; 但也存在多光束效应。

干涉仪的基本结构如图1所示。经透镜

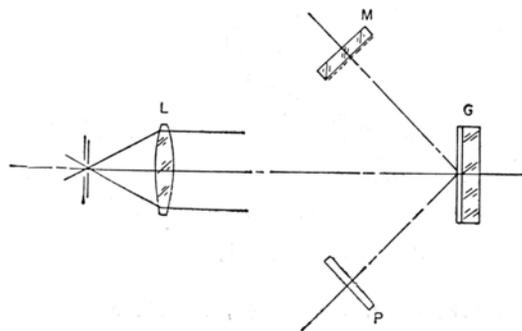


图1 简单激光干涉仪的基本排列, L 为准直透镜; G 为衍射光栅; M 为试验反射镜; P 为毛玻璃或照相干板。

L 准直过的激光束垂直入射到光栅上。然后光束被衍射成正、负各级, 它们满足公式:

$$\sin \theta_a = m\lambda N \quad (1)$$

这里 θ_a 是从光栅法线算起的衍射角, λ 是入射辐射的波长, N 是光栅单位长度上的刻线数, 而 m 是正或负的整数级的级数。有一些入射辐射通过零级反射折回到准直器。

对应于光栅单位长度的刻线数是选好了的, 使得仅有零级和正一级与负一级存在。因此, 衍射到仪器的有用范围之外的能量可忽略不计。所要求满足的条件为

$$\frac{1}{2\lambda} < N < \frac{1}{\lambda} \quad (2)$$

为了得到最大的有效孔径, N 的值应选得近于值

$$N = \frac{1}{2\lambda} \quad (3)$$

这有效孔径是干涉仪的试验臂中光束的宽度, 由公式

$$W = W' \cos \theta_a \quad (4)$$

表示, 这里 W' 是射向光栅的准直光束的宽度。

对于对称刻划的光栅, 正的和负的级将是等强度的; 然而, 对耀角光栅, 其强度比将取决于刻痕面的角度。入射光束总能量的60%至70%能衍射到一个级里去。为了使这两束输出光能更均匀地分配能量, 就要求以耀角方向作为干涉仪的试验臂。这个级被定成正的第一级。

试验表面 M 以角 $\theta'i$ 将光束反射回光栅。此折回的光束的衍射角 $\theta'd$ 由如下式决定:

$$\sin\theta'_a = m'\lambda N - \sin\theta'_i \quad (5)$$

此处 m' 是返回的光束所处的级数。当试验表面垂直于正一级方向时, $\theta'_i = \theta'_a$ 。等式(5)可改写成:

$$\sin\theta'_a = \lambda N(m' - 1) \quad (6)$$

令 $m' = m + 1$, 等式(6)与等式(1)便有相同的形式。这时返回光束的衍射角就对应于与级数增加一个单位的法向光束相同的那些方向。折回光束的零级相应于法向光束的负一级, 而折回光束的正一级相应于法向光束的零级。折回光束还有正的第二级, 它经衍射后返回试验目标。此后一光束引起一微弱的多光束效应, 可观察到十束反射光。

干涉是在法向入射光束的负一级和折回光束的零级之间进行观察的。因为是取折回光束的零级, 光栅可认作一平面反射镜; 所以, 当折回光束不是一平面波时也不会引入象差。此外, 光栅基底的结构误差所引入的波前误差也不象采用普通分束器时那样严重。对于光栅, 表面偏差 h 引入的波前误差为:

$$\delta = 2h \cos\theta_a \quad (7)$$

而对于在折射率为 n 和 n' 的二种介质之间的普通分束器, 引入的误差为

$$\delta = 2h(n + n') \cos\theta \quad (8)$$

这里的 θ 是入射角。因为 $\theta \approx \theta_a$, 对玻璃到空气这种分束器, 比率 δ'/δ 约为 2.5, 但对某些红外材料能高至 5。对正六面体分束器, 此比率根据所用的材料在 3 至 8 这一范围内。

试验光束与参考光束之间的总光程差等于从光栅到试验目的物之间的光程的二倍。此距离范围从几个厘米至若干米, 由孔径与被试验的目的物的类型而定。光源的相干长度必须大于此距离。

在位置 P 放置毛玻璃或象记录装置, 可

观察到干涉图样。图 2 表示试验表面 M 为

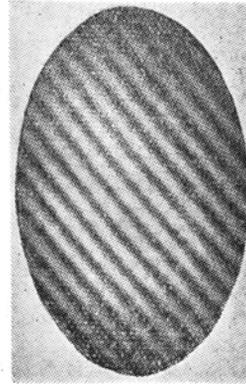


图 2 用平面在图 1 所示结构的 M 处产生的干涉图样($\lambda = 0.6328$ 微米)。

平面反射镜时, 采用 0.6328 微米的 He-Ne 激光器光源和每毫米 1,200 条线的衍射光栅在位置 P 上获得的干涉图样。

当在位置 P 放置透镜或在 M 的象的位置上放置影象记录装置, 就能观察到位于试验表面上的干涉条纹。

图 3 表示一种红外干涉仪, M 的像在

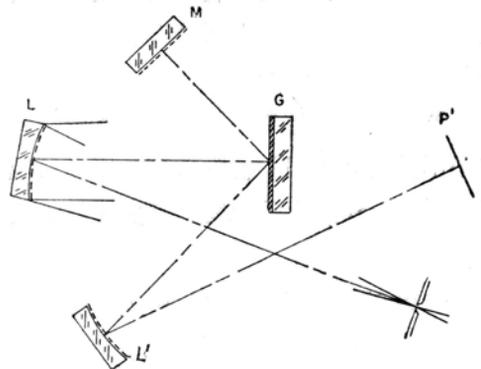


图 3 用完全反射表面的红外干涉仪
L 为准直反射镜; G 为衍射光栅; M 为试验反射镜; L' 为成像反射镜; P' 为液晶接收器。

P' 处。此种结构用来记录图 4 所示的干涉图样。半径为 229 厘米的球面放在 M 处。M 至 G 的距离为 0.5 米, L' 的焦距为 67 厘米。采用 1 比 1 的放大率准直器中也使用了反射镜。采用了 10.6 微米波长的 CO_2 激

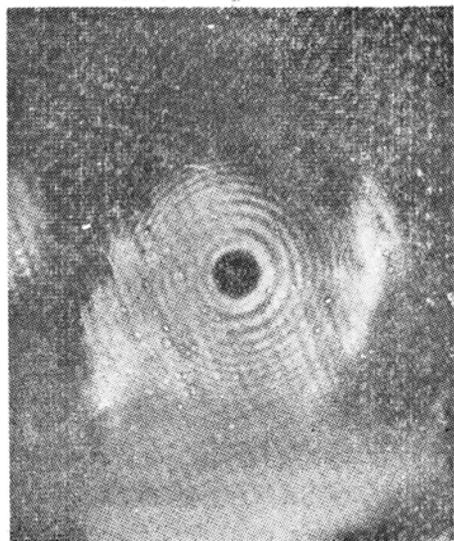


图 4 图 3 中所示结构中 M 处用球产面产生的干涉环 ($\lambda=10.6$ 微米)。

光源和 50 条/毫米的光栅。干涉图样形成在涂有液晶材料的薄膜上，而用白光照明摄影。

干涉仪的基本结构能改变成特伍曼-格林干涉仪，其方法是在试验特殊表面的臂中加入束发散器或其他组件。也可用凹面光栅，但存在象散。干涉仪在可见和红外区容易对准。然而，当激光器不是单波长运转时，就会碰到多光速干涉图样。这些不同图样是由光栅的色散引入的。色散使干涉仪在对一种波长对准后，对另一波长就不能对准。若采用 CO_2 激光器，在成象反射镜的后焦平面中记录光谱，并调节激光器使有单波长输出，上述问题便能解决。

取自 *Appl. Opt.*, 1969(April), 8, № 4, 827~829

第一部全息电影

约 30 年以前，美国电影观众被招引去看立体光学电影，那个电影给人以幻觉，影象看起来好象是三维的。

虽然实验性全息电影系统才发表，然而，它是不需要“欺骗”视觉器官，因为所观察到的影象，实际上是原物三维实况的光波重现。

一部真正三维电影已经由休斯研究实验室试制成功。

以重复 Q 开关波型连续红宝石激光系统 (30 千瓦脉冲、脉冲长 35 毫微秒) 作为光源。用普通相机的传输器传输宽 70 毫米、长 30 米的胶片，以每秒 20 帧的速率进行录影。检验照过象的胶卷表明，所有的帧都成功地构成全息照片。

第一部影片的主题是在透明贮水箱中游泳的一群热带鱼。为了保存光线，景物的照明是令激光束通过水箱进入相机来完成的，而不是象通常在全息照相中那样，让光束从实物反射回相机。

当影片以从背后来的光显示时，实象看起来非常舒适。因此，在全息照相的前面，可看到鱼在游动。对于大多数其他的全息照片，观察者很易看到虚象重现（它投射在全息照片的后面），但往往根本不能看到实象。

此系统的某些应用，包括电影全息显微术、时间分辨全息照相干涉量度学和粒子动力学的时间分辨的研究。

取自 *Electro-Technol.*, 1969, 83, № 6, 38