

反向脉冲传递法——扩展白光干涉现象研究

(I) 扩展白光成像干涉仪

刘 立 人

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文提出反向脉冲传递法的光学系统分析方法,并讨论扩展白光照明下的干涉现象,优点是数学分析简单,物理意义明确和能作为一种统一的观点。

借助于反向脉冲传递,本文提出了扩展白光干涉仪的一般性模型,讨论了产生干涉的分束和补偿光学元件必须满足的分束复合条件,导出了干涉强度的一般表达式,结论是像点光场正比于物面反向脉冲响应的平方对物体的积分。同时,还分析了振幅分束,偏振分束和编码栅衍射分束等几种干涉仪。也讨论了白光色散效应。

通信论和光学相结合产生了脉冲响应这一光学系统分析法,它以点脉冲函数从输入到输出面传递为基础^[1]。本文提出反向脉冲传递法的目的是为了求出相应于输出面上点脉冲函数上的输入面分布函数,这显然是较为特殊的分析方法,特别适用于扩展白光照明下的干涉现象的研究。

某些具有实用价值的干涉测量方法是使用扩展白光照明的,而且用成像系统观察被测物体,使干涉条纹定位于物体表面上。但是各种方法只给出了单独的结构原理说明,没有统一观点来阐明它们内在的本质联系,例如干涉显微镜^[2]和补偿偏光干涉仪^[3]等的原理。本文根据系统理论,用反向脉冲传递法^[4,5]综合成像干涉仪并提出一般性模型,得出分束和补偿元件必须满足的光束分束复合条件。从数学上也导出了干涉强度的通用表达式,揭示了各种分束方法下的内在联系。文中按分束形式详细讨论了三类成像干涉仪,即振幅分束型,偏振分束型和衍射分束型。根据作用函数的波长的关系讨论了干涉仪的消色性并解释彩色干涉条纹的出现原因。

一、一般模型

用反向脉冲传递法分析各种成像干涉仪,我们能综合并建立扩展白光成像干涉仪的一般性模型,如图1所示。它由两组系统所组成,一组是由扩展白光源照明物体并经光学系统成像于观察屏上,另一组是由主动分束器 S_2 和补偿器 S_1 构成的光束分束复合系统,物体位于其间。系统结构的安排必须满足如下条件:观察像点 (ξ, η) 反向传播经透镜后为球面波,并通过分光器在物面上转换成特定需要的分布函数,然后再通过补偿器还原为单一球面波。

收稿日期: 1984年6月19日; 收到修改稿日期: 1984年12月25日

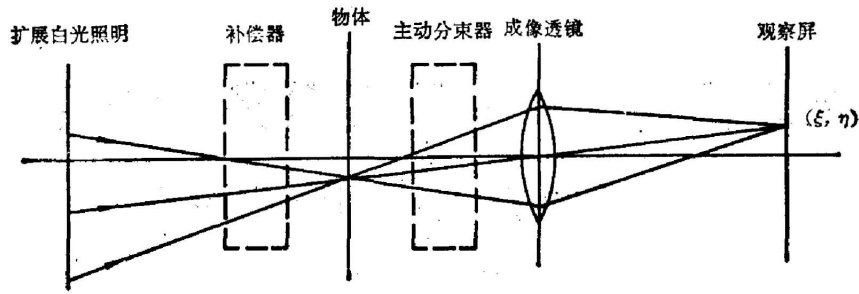


图1 扩展白光成像干涉仪的一般性模型

Fig. 1 Generalized model of the imaging interferometer with extended white light illumination

即在光源面上的反向脉冲响应中只含有一个球面波相位因子，等效地说，像点通过分光复合系统后的反向脉冲响应中所具有的波面相位因子，应当与无此类分光复合系统时的波面基本上一致，这是必要条件。像点形成干涉还应同时满足如下充分条件：到达同一像点上的光波都具有相同的电场振动方向，并且它们之间的相位差恒定不变。这些称为分束复合条件。这样，照明光源中的一个与像点位置相对应的特定波面经补偿器后转换成所需的分布函数，通过物体后产生相对相位延迟，然后由分束器合成并成像于单独像点上。由于转换函数形式和经受相位延迟的不同，合成干涉结果导致该像点亮度的变化，从而在观察屏上产生物体像的干涉图。

二、分 析

1. 振幅分束

双光束干涉仪的排列显然能自然满足上述的分束复合条件，构成振幅分束成像干涉仪。

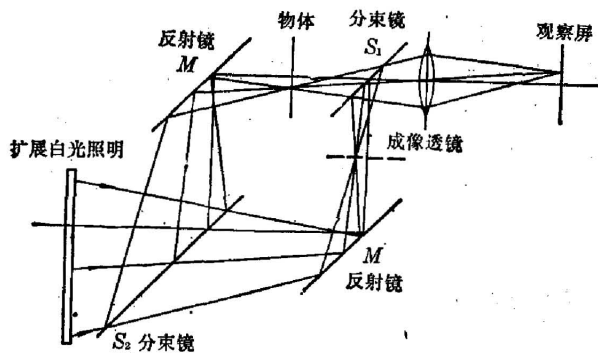


图2 振幅分光型成像干涉仪

Fig. 2 Imaging interferometer using amplitude division

例如图2所示马赫-陈德尔干涉仪结构，四镜构成分束复合系统，其中分束器 S_1 和 S_2 的振幅透过率和反射率均为 T 和 R 。由像点 (ξ, η) 通过反向脉冲传递，可求得在光源平面上的响应的光场分布为*

$$E_S(x, y; \lambda) = \left[O\left(-\frac{\xi}{M}, -\frac{\eta}{M}\right) + 1 \right] q\left(x, y; \frac{1}{\lambda z}\right) \times \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda M z} (x\xi + y\eta)\right], \quad (1)$$

式中 M 为成像放大率， $q\left(x, y; \frac{1}{\lambda z}\right) = \exp\left[i \frac{\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2)\right]$ 为二次项因子， z 为物体至光源

* 式中已忽略一切常数因子，因为它不影响最终结果。（下同）

的距离。因此,在扩展光源中所包含的倾斜球面波 $q\left(x, y; \frac{1}{\lambda z}\right) \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda z M}(x\xi + y\eta)\right]$ 的照明下,像点场强为

$$E_i(\xi, \eta; \lambda) = O\left(-\frac{\xi}{M}, -\frac{\eta}{M}\right) + 1. \quad (2)$$

纯相位物体可用光程表示, $O(x, y) = \exp[i(2\pi/\lambda)l(x, y)]$ 。这样,干涉图强度为

$$I_i(\xi, \eta; \lambda) = E_i(\xi, \eta; \lambda)E_i^*(\xi, \eta; \lambda) = 2 + 2\cos\frac{2\pi}{\lambda}l\left(-\frac{\xi}{M}, -\frac{\eta}{M}\right). \quad (3)$$

这相当于双光束干涉,但干涉不是由于两波面在观察屏上相交产生,而是像点自干涉的结果。

在白光照明下干涉条纹的亮度为

$$I_i(\xi, \eta) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} S(\lambda) I_i(\xi, \eta; \lambda) d\lambda, \quad (4)$$

这里 $S(\lambda)$ 为光源光谱密度分布, λ_{\max} 和 λ_{\min} 分别为最大和最小可视波长。

这种系统事实上与干涉显微镜原理一致。

2. 偏振分束

这类结构就是补偿偏振干涉仪,也满足分光复合条件。这里用两块相同的双折射平板来说明原理,如图 3 所示。方解石或其它单轴晶体平板,当光轴和界面有一定角度时,入射光束在晶体内部以 o 光和 e 光传播,出射后相距^[3]

$$d = \frac{(a^2 - b^2)\sin 2\phi}{(a^2 + b^2) - (a^2 - b^2)\cos 2\phi}, \quad (5)$$

其中 $a = 1/n_o$, $b = 1/n_e$, t 为晶体厚度, ϕ 为光轴与晶体表面垂线的夹角。经 45° 取向的半波片偏振面旋转 90° , 即 o 光成为 e 光且 e 光成为 o 光时,通过第二块双折射平板后复合同一光束,每块平板对于 o 光和 e 光都产生相对相位差,但是通过两块相同晶片后相消为零。因为偏振镜 P_1 和 P_2 平行放置且与晶体光轴面成 45° , 所以两偏振镜,两晶体平板和半波片构成了分光复合系统,被测物置于两晶体平板之间并且成像于观察屏上,就组成了补偿偏振干涉仪。

用反向脉冲传递显然可得到光源面上的响应的光场分布为

$$E_s(x, y; \lambda) = \left[O\left(-\frac{\xi}{M}, -\frac{\eta}{M}\right) + O\left(-\frac{\xi}{M} - d, -\frac{\eta}{M}\right) \right] \times q\left(x, y; \frac{1}{\lambda z}\right) \exp\left\{i\frac{2\pi}{\lambda z}\left[x\left(\frac{\xi}{M} + d\right) + y\frac{\eta}{M}\right]\right\}. \quad (6)$$

同样,在光源波面

$$q\left(x, y; \frac{1}{\lambda z}\right) \exp\left\{i\frac{2\pi}{\lambda z}\left[x\left(\frac{\xi}{M} + d\right) + y\frac{\eta}{M}\right]\right\}$$

的照明下, P_2 偏振方向上的像点光场为

$$E_i(\xi, \eta; \lambda) = \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}l\left(-\frac{\xi}{M}, -\frac{\eta}{M}\right)\right] + \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}l\left(-\frac{\xi}{M} - d, -\frac{\eta}{M}\right)\right]. \quad (7)$$

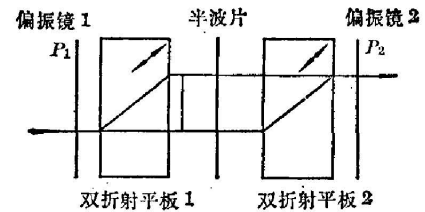


图 3 双折射分光原理

Fig. 3 Beam division by two birefringent crystal plates

一般情况下 d 较小, 其合成强度为偏光干涉

$$I_i(\xi, \eta; \lambda) = \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \frac{2l[-(\xi/M), -(\eta/M)]}{2(\xi/M)} d, \quad (8)$$

属于模向剪切干涉。

若取正交偏光镜时, 则式中用 \sin 代替 \cos , 相应(7)式中两项取异号; 半波片只对特定波长有正确的作用, 采用改型沙巴尔板可避免使用半波片; 若用渥拉斯顿偏振棱镜则可得到角剪切干涉; 若用晶体透镜则产生两焦点法干涉, 同样可用反向脉冲法取得解析结果。

3. 衍射分束

由光栅衍射干涉仪提示可用衍射效应作分束, 因此我们提出了扩展白光编码栅傅里叶谱衍射干涉仪, 图4是典型结构。其中两编码栅形状相似且相互通过透镜1成倒像, 即 $g_2 = g(x, y)$, $g_1 = g(M_1x, M_1y)$ 。编码栅和透镜1构成满足分束复合条件的分束合成系统。由反向脉冲法可求出像点的光场 $E_i(\xi, \eta; \lambda)$ 以及相应于像点 (ξ, η) 在第一栅上的光场分布 $E_s(x, y; \lambda)$ 。

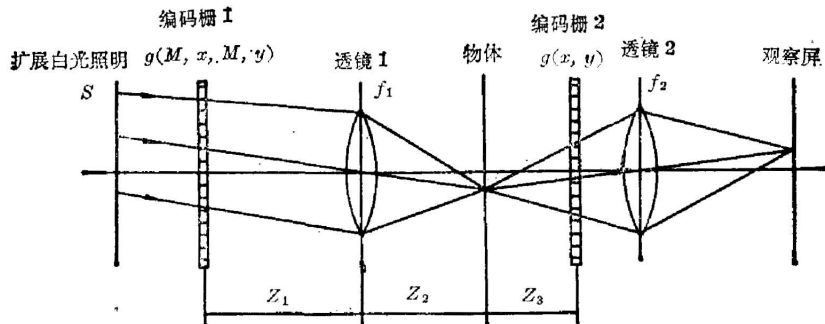


图4 编码栅傅里叶谱衍射干涉仪

Fig. 4 A typical arrangement of the coded-grating Fourier transformation diffraction interferometer

$$\left. \begin{aligned} E_i(\xi, \eta; \lambda) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G^2\left(\frac{\alpha}{\lambda z_3}, \frac{\beta}{\lambda z_3}\right) O\left(\alpha - \frac{\xi}{M_2}, \beta - \frac{\eta}{M_2}\right) d\alpha d\beta \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G^2\left(\frac{\alpha + (\xi/M_2)}{\lambda z_3}, \frac{\beta + (\eta/M_2)}{\lambda z_3}\right) O(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \\ E_s(x, y; \lambda) &= G^2\left(\frac{\alpha}{\lambda z_3}, \frac{\beta}{\lambda z_3}\right) O\left(\alpha - \frac{\xi}{M_2}, \beta - \frac{\eta}{M_2}\right) \\ &\quad \times q\left[x, y; \frac{f_1 - z_2}{\lambda z_3(z_1 - f_1)}\right] \exp\left[i \frac{2\pi M_1}{\lambda z_3 M_2} (x\xi + y\eta)\right], \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中 α, β 为物平面上虚坐标, M_1 和 M_2 分别为透镜1对编码栅之间放大率和透镜2对物成像的放大率, $G\left(\frac{\alpha}{\lambda z}, \frac{\beta}{\lambda z}\right) = FFg(x, y)$ 为编码栅2在波长 λ 和等效焦距 z 下的傅里叶变换谱。因而像点光场以及相应的干涉亮度与编码栅谱通过物体的有关部分所经受的相位延迟有关。这种新方法的独特优点就是可以用不同的编码栅产生不同的干涉形式。例如, 采用平行光栅时, 将产生三波干涉, 因为考虑它的衍射由零级和两个一级所组成, 视衍射级之间间距和被测物宽度不同, 可能产生绝对干涉, 横向剪切干涉或复合的绝对干涉和横向剪切干

涉;当用方格栅时,产生零级和上下左右八个一级衍射,将得到九波干涉;当用圆光栅时,可以得到物点相位与其为中心的圆周上的相位总和之间的干涉。当然也能先设计出编码栅的谱函数,然后再合成出编码栅本身。我们已用傅里叶全息图合成了编码栅,由于全息图制作必需参考光,所以它构成的衍射干涉仪的结构和性能有所变化,称之为傅里叶全息衍射干涉仪^[6]。

三、讨论和结论

我们已经在一般化成像干涉仪的模型下分析了三类主要的分束形式,显然可以得出如下的推论:在满足分束复合条件下,不论具体分束形式如何,光源面对应于像点 (ξ, η) 的系统总体的反向脉冲响应在忽略一切常数项下,必然具有的数学形式为

$$E_s(x, y; \lambda) = F(\xi, \eta; \alpha, \beta; \lambda) O(\alpha, \beta) q\left(x, y; \frac{1}{\lambda z'}\right) \times \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda} \left[x \frac{\xi + z''}{z'''} + y \frac{\eta + z''}{z'''}\right]\right\}. \quad (10)$$

这个一般表达式也可以直接由图1的一般性模型取得,其中二次项相位因子和线性相位因子可以由像点至光源面的简单几何光学关系求出, z' , z'' 和 z''' 为相应参数。 F 函数表示分束复合系统对物体产生干涉的作用函数。记 h 函数为像点在物体平面上的反向脉冲响应,即有

$$F(\xi, \eta; \alpha, \beta; \lambda) = h^2(\xi, \eta; \alpha, \beta; \lambda). \quad (11)$$

因为在扩展光源中必定具有(10)式中由二次项和线性项相位因子描述的倾斜球面波,所以在这球面波照明下像点的光场 $E_i(\xi, \eta; \lambda)$ 的通用表达式和相应的干涉强度 $I_\lambda(\xi, \eta; \lambda)$ 为

$$E_i(\xi, \eta; \lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\xi, \eta; \alpha, \beta; \lambda) O(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (12)$$

$$I_\lambda(\xi, \eta; \lambda) = E_i(\xi, \eta; \lambda) E_i^*(\xi, \eta; \lambda). \quad (13)$$

可见,像点光场正比于物面反向脉冲响应的平方对物体的积分,物面上的像点反向脉冲响应函数是最重要的系统特征函数,它可决定任何成像干涉仪的性能特点。由于物面和观察像面满足成像关系,所以 h 函数是不含有线性项和二次项相位因子的简单函数,可以直接求出上述系统的 h 函数。

对于振幅分束型,显然

$$h(\xi, \eta; \alpha, \beta; \lambda) = \delta[\alpha + (\xi/M), \beta + (\eta/M)] + \delta(\alpha - \infty, \beta - \infty), \quad (14)$$

这里已记作被测物界外 $l(x, y) = 0$ 。

对于偏振分束型,可求得偏振镜方向上的电场振动的脉冲响应为

$$h(\xi, \eta; \alpha, \beta; \lambda) = \delta[\alpha + (\xi/M), \beta + (\eta/M)] + \delta[\alpha + (\xi/M) + d, \beta + (\eta/M)]. \quad (15)$$

对于衍射分束型,直接有

$$h(\xi, \eta; \alpha, \beta; \lambda) = G \left[\frac{\alpha + (\xi/M_2)}{\lambda z}, \frac{\beta + (\eta/M_2)}{\lambda z} \right]. \quad (16)$$

结合(12)式可以得到与(2)式、(7)式和(9)式完全一致的结果。

事实上,光源面上的任何会聚或发散球面波,都能被看作为距离光源面前或后 z' 平面上虚光源点发出的。当然在各种成像干涉仪中,可在扩展光源前加一聚焦透镜,其位置和焦距的选择使得像面和光源面满足成像关系,此时像点已对应于光源上一点。上述球面波照明成为点光源照明。在这种考虑下,光束的分束复合条件显然可用脉冲响应来表示,即由像点到物面上的反向脉冲响应必须等于虚光源点或透镜光源点到物平面的脉冲响应。在这样条件下,由像点到物平面的反向脉冲响应为 h , 当物平面上输入函数为 h 时,将在虚光源面或透镜光源面上产生点函数的脉冲响应,这个过程 h 可考虑为输入物面上的权滤波函数,因此从像点到达虚光源或透镜光源的反向脉冲响应为 $(ho)h\delta(x+M\xi, y+M\eta)$, 这里 M 为虚光源或透镜光源对像面的放大倍数。由此可直接得到(11)式和(12)式。

扩展光源可认为是全部发射方向上的所有曲率的球面波之总和。显然只有符合分束复合条件而形成像点的那部分球面波自身产生干涉外,其余将不产生干涉的像点而成为均匀背景。结果将导致干涉图的对比度下降。

白光照明下的干涉强度由(4)式决定,对于振幅分束型和偏振分束型干涉仪,因为 F 函数与波长无关,所以是消色的,并由于被测物体本身的色散而有可能出现带彩色的干涉条纹。对于衍射分束型干涉仪, F 函数与波长有关,本身是色散的,具体表现为编码栅的傅里叶谱的尺寸随波长而变,一般情况下导致彩色干涉条纹。

十分清楚,除了这三种典型的分束方法外,其它可能结构的 F 函数在满足分束复合条件下,可用同样的办法求得。这给今后提出更新的分束复合系统,即新原理的干涉仪,指出了路径。

参 考 文 献

- [1] J. D. Gaskill; *Linear Systems, Fourier Transforms and Optics*, (John Wiley & Sons, Inc., 1978), Chapter 5.
- [2] M. Francon; *Optical Interferometry*, (Academic Press, 1966), 284.
- [3] M. Francon, S. Mallick; *Polarization Interferometers*, (Wiley-Interscience, 1971), Chapter 5.
- [4] L. Liu; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, No. 19 (Oct), 3024.
- [5] 刘立人; *光学学报*, 1984, **4**, No. 11 (Nov), 970.
- [6] 刘立人; *中国激光* (待发表)

Study on phenomena of interference with extended white light illumination by backward impulse response

LIU LIREN

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

(Received 9 June 1984; revised 25 December 1984)

Abstract

On the basis of communication theory, the method of backward impulse response

is proposed to explain the phenomena of interference with an extended white light source. In this treatment, the mathematics is simple while the physical meaning becomes clearer. In addition it is possible to reach a unified point of view. The following two examples will be demonstrated: 1) imaging interferometers, and 2) Lau effect and grating imaging. In the present paper, only the former is discussed.

In this paper a generalized model for the imaging interferometer is proposed in terms of the backward impulse response. The necessary condition for constructing the exact system is that the backward impulse response to the image point at the source plane through both the active beamsplitter and the compensator must have a form of single wavefront. A generalized expression for the intensity distribution of the resultant interferogram is derived with the conclusion that the complex amplitude of the image point is proportional to the integral of the square of the backward impulse response at the object plane and the object phase variation. This response directly determines different kind of interference. Three configurations with amplitude division, polarization division and diffraction division are analysed in detail. The effect of color fringes caused by the dispersion in polychromatic illumination is also discussed.

第七届全国激光学术报告会在成都市举行

中国光学学会激光专业委员会和中国电子学会量子电子学及光电子学会联合召开的第七届全国激光学术报告会于 1984 年 11 月 16~19 日在四川省成都市举行。参加这次会议的有来自全国 25 个省市近 130 个科研、高校和工厂等单位近 300 名代表。

会议筹备组共征集到论文 612 篇, 经征文评审委员会审定, 从中选出 122 篇论文作为会议报告交流。在会议报告的论文中, 有关激光器件方面的有 25 篇, 激光物理、激光化学方面的有 16 篇, 激光光谱方面的有 16 篇, 元件及单元技术方面的有 36 篇, 应用方面及其它方面的有 31 篇, 此外, 有 6 篇特邀报告。

在大会上作报告的特邀论文是: 邓锡铭教授(中国科学院上海光学精密机械研究所)的“高功率激光发展的若干问题”; 刘盛纲教授(成都电讯工程学院)的“X 射线自由电子激光器”; 梅遂生高级工程师(华北光电研究所)的“激光人卫测距”等。

会议分四个会场 20 个会段进行论文的宣讲和交流(实际报告 113 篇), 会场气氛十分活跃, 不少论文的讨论十分热烈, 规定的讨论时间显得特别短促, 使得代表们在会后还继续热烈地讨论。

年青的研究生在代表中占了相当比例, 反映了我国新一代的科研力量正在迅速成长。

最后半天, 部分论文进行书面交流。这部分论文中有不少是学术水平相当高的, 但因时间、场所和名额所限, 没能在会上宣讲。

本届会议组织委员会建议, 第八届全国激光学术报告会于 1986 年在西安召开。

(黎 风)