

莫尔现象、干涉术和全息术

顾去吾

(中国科学院长春光学精密机械研究所)

提 要

本文论述了莫尔现象、干涉术和全息术三个概念的共性,举出了一些应用;并按莫尔现象阐明全息术的原理,说明全息术中的成象关系。

一、莫尔现象

把两块透射光栅面对面地贴合在一起,在透过光中可看到一组与刻线垂直的条纹,这就是莫尔条纹。两块光栅的两个实象、两个虚象或一块光栅与另一块光栅的实象重叠在一起也都能产生莫尔条纹。实际上,任何两种周期结构,例如两块窗纱,迭在一起也都能产生莫尔条纹。

让我们稍为深入地分析这种条纹的形成。

设有 M 、 N 两线系(母线系),如图1所示。对每系每线加上编号,而考察任一四边形 $ABCD$ 的四个顶角上的两组编号的情况。不难发现,在 A 、 C 两点上,两组编号之和是相等的,都是 $m+n+3$,而在 B 、 D 两点上,两组之差也是相等的,都是 $m-n$ 。今连结 A 、 C 并向外伸延,并依次连结所有等和对角点,便可得到一组线系(子线系),即等和线系。同样,连结另一串对角点便可得到等差线系。等差线系就是莫尔条纹。

如果我们用两个矢量 K_M 、 K_N 来表示两母线系,规定矢量的方向与线系垂直,而其长度代表线系的密集度(即单位长度内的线数),则等和与等差子系可由 K_M 、 K_N 两矢量作求和与求差运算而获得。也就是说,等和系为两者的向量和,等差系为两者的向量差。

显然,如果两母系之一在与线系垂直方向上发生运动,则无论等和系或等差系都将发生运动。母线系每移动一根线,子线系也移动一根线,一一对应。通常的莫尔条纹测量术就是以这一点为基础而建立起来的。

但是,如果两母线系同时发生运动,且运动速度相同(等时内移过相等线数),则等和系仍将发生运动,而等差系则将是静止的。

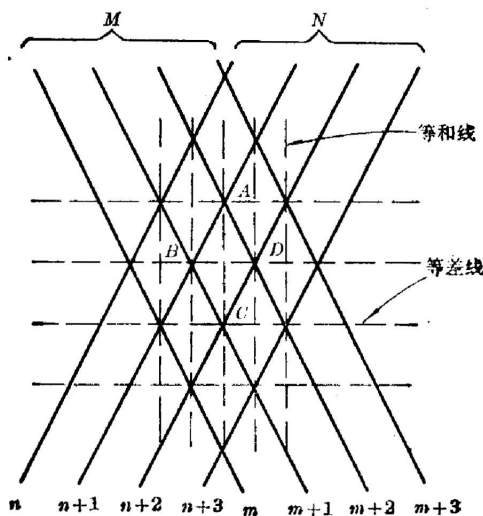


图1 两组线系交迭产生等和线系与等差线系

二、干涉图的特征及其表示法

一幅干涉图具有三个明显的特征:干涉条纹的方向、疏密度及弯曲度。条纹的方向与疏密度是由仪器的调整状态决定的。把干涉条纹看作是前一节所说的线系,就可选取一个向量 \mathbf{K} 来描述这两个特征^[1]。条纹的视弯曲度也受调整状态的影响。但如采用干涉图的光圈数 N 来表示,则因光圈数仅与波面面形有关,便成为不受调整状态影响的量值。所以,一幅干涉图可用一括号 $[N, \mathbf{K}]$ 来表示。有几种干涉图特别有趣: $[0, \mathbf{K}]$ 表示没有弯曲度的、直线的、匀排的干涉图; $[N, 0]$ 表示圆心居于中央的干涉图;而 $[0, 0]$ 表示条纹无限宽、视场均匀的干涉图。

应该说明,我们选取的 N 和 \mathbf{K} 仅代表一幅干涉图中心的量值或平均量值,而不在视场中各点取值。本来,如果把条纹看成等位(高)线,则 \mathbf{K} 可代表梯度,且可在视场中各点取值,这样具有数学上的严格性。我们按前面的规定仅是为了使用上的方便。

三、干涉图的变换及其若干应用

在仪器中,干涉图可因改变调整状态 \mathbf{K} 而发生变化。在对干涉图进行照相时,离开仪器以后,怎样才能改变条纹的方向和疏密度而保持 N 不变呢?

我们把干涉条纹看成前面的母线系,那末干涉级就是线系的自然编号。于是,当把两幅干涉图迭交时,便可产生两子系:等和系与等差系。因为干涉级代表波面面形的高度,所以,新产生的等和系便代表波面面形高度之和,而等差系便代表波面面形高度之差。设一幅干涉图的光圈数为 50,另一为 30,则由此两幅干涉图所产生的等和子系仍然代表一幅干涉图,它的波面面形的光圈数便是 80,而等差线系代表的波面面形,其光圈数便是 20。由两母线系产生两子线系的过程可用一系列符号来表示

$$[N_1, \mathbf{K}_1] \pm [N_2, \mathbf{K}_2] \longrightarrow [N_1 \pm N_2, \mathbf{K}_1 \pm \mathbf{K}_2] = [N_3, \mathbf{K}_3],$$

即光圈数 N 按代数相加,而 \mathbf{K} 按向量相加。也有几种特别值得注意的情况:

$$(i) [N_1, \mathbf{K}_1] \pm [0, \mathbf{K}_2] \longrightarrow [N_1, \mathbf{K}_3].$$

这是加上一组直线、匀排线系后,干涉图的调整状态发生变化,而弯曲度 N_1 不起变化的情况。我们就是利用这个办法解决前面提出的问题的。 $[0, \mathbf{K}_2]$ 可称为转化图,它把 $[N_1, \mathbf{K}_1]$ 转化为 $[N_3, \mathbf{K}_3]$ 。

$$(ii) [N_1, \mathbf{K}_1] - [0, \mathbf{K}_2] \longrightarrow [N_1, 0].$$

这是仅把中心转过来的情况。我们曾用此法转换了一幅半径达半米、条纹过于密集的干涉图,使条纹变宽且光圈移至中央,易于判读。图 2 示出使用一幅转化图,把一幅干涉中心不正的干涉图转化过来的情况。使用此法的要点在于选取合适的转化图,此转化图可按初始的和希望到达的干涉图来确定。

$$(iii) [N_1, \mathbf{K}_1] - [N_1, \mathbf{K}_2] \longrightarrow [0, \mathbf{K}_3].$$

这是两幅弯曲度相同而调整状态不同的干涉图迭加,因而产生直线、匀排干涉图的情况。我们曾利用此法,仅使用小平晶便能检测大工件的平度。方法是这样的:用一小平晶在一块

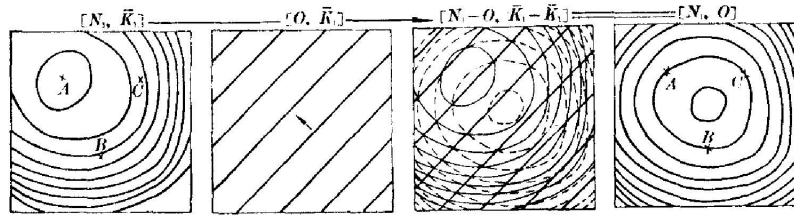


图2 使用一幅转化图把不正的干涉图转正

大工件上多次检测, 让每两相邻的两次检测有部分的交迭区, 如图3所示。这样, 在交迭区域上, 两干涉图迭交必然产生直线、匀排的子线系(转化图见图3中交迭区内C的直线系)。然后, 将此子线系向一侧的非交迭区扩充, 例如, 向右侧B区扩充, 而与其上的干涉图求差, 便可把此区域内的干涉图转化, 使与另一区域的干涉图结合起来, 形成一幅较大的干涉图。将此手续遍及所有的干涉图, 便可合成一幅全面的大干涉图。这个方法可称为干涉术中的综合孔径术。

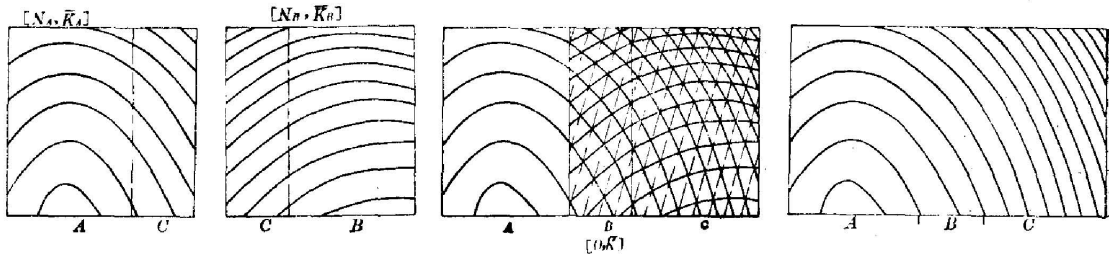


图3 两干涉图的统一

$$(iv) [N_1, K_1] - [N_1, K_1] \longrightarrow [0, 0].$$

这是一幅干涉图减掉自身的极为特殊的情况。结果, 造成一幅视场均匀的干涉图。我们曾利用此法制造成补偿干涉仪。

设有一台质量低劣的干涉仪, 它的光圈数 N 较多。为了提高它的质量, 可在干涉场上(视场)放上干板, 照取干涉图。经冲晒后准确复位。于是, 在干涉场上便有两组线系: 一是底片上定了影的干涉图; 另一是实时的干涉场。取两者的差, 即

$$[N_1, K_1] - [N_1, K_1] \longrightarrow [0, 0],$$

便得到均匀的视场。当调整状态有变化时, 又可得到直线、匀排的条纹, 即

$$[N_1, K_1] - [N_1, K_2] \longrightarrow [0, K_3].$$

此组莫尔条纹经实际的观测, 证明与一般的干涉条纹完全相当。实际上, 如果把此底片看作是一张全息图, 那末, 所形成的莫尔条纹实质上就是目前全息术中的实时干涉术的条纹。所以, 我们认为, 如此生成的莫尔条纹就是干涉条纹。

我们曾用此原理在1965年制成一台 $\phi 50 \text{ mm}$ 的补偿干涉仪。最近又制成一台 $\phi 300 \text{ mm}$ 大口径干涉仪, 正投入使用。利用此原理可大大减轻干涉仪制造上的困难和提高仪器的质量。

四、莫尔现象与干涉术

前面介绍补偿干涉仪时已指出, 此时的莫尔条纹就是干涉条纹。当产生莫尔条纹的光

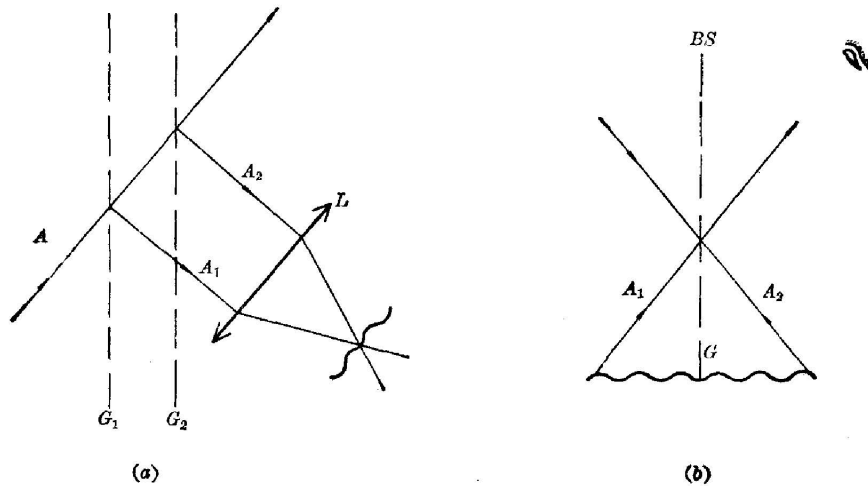


图4 两种莫尔光路,同时也是干涉光路

栅刻线变得很密或为相位型光栅时,通常莫尔条纹的概念也不再适用,而必须求助于光干涉的概念。因为,当为相位型时,刻线的存在并未引起光振幅的变化,所以是看不见的。而当刻线过密时,各衍射级又分隔很大,很难同时收集到两级以上的光,此时也是“看不见”线系的存在。在此两种情况下,似乎都不宜采用通常莫尔现象的概念。图4是一般利用莫尔现象作位移测量的光路图。图4(a)中的两块光栅 G_1 , G_2 把入射光束 A 分解出 A_1 , A_2 。两束光会集于透镜 L 的焦平面上形成干涉条纹。实验证明,此组干涉条纹与成在光栅面上的莫尔条纹是完全等效的。此时 G_1 , G_2 实际上成为干涉仪器中的分束板。又如图4(b)中 BS 是一半反半透膜。光栅 G 的右半部经反射膜的作用,生成一虚象于光栅的左半部。此虚象与实物迭交(从右方观测者看是如此)也形成莫尔现象。但当光栅过密以致衍射级分开很远时,也不宜使用此种解释。事实上,此时半透半反膜成为这个泰曼干涉仪的分束板,两光栅通过衍射把某级衍射光反射回去,起了泰曼干涉仪的反射镜的作用。所以,这两个光路是道道地地的干涉光路。毫无疑问,所形成的条纹是名符其实的干涉条纹。从这两个例子,我们便可看出,在某种条件下,莫尔现象转为干涉现象。我们曾利用后一概念充分发挥了莫尔现象的潜力,获得通常莫尔方法无法得到的高得多的精度。这种方法已在光栅的电控刻划和某种仪器的设计中得到应用。

五、光波、光的干涉及驻波

大家知道,光是一种波动。两束相干光相遇会出现干涉条纹。一束光在空间传播可看作是一种运动着的层状结构,即是一种运动着的空间周期结构。两束相干的,即有固定相位关系的光波在空间相遇,可看作是两种运动着的空间周期结构的迭加。在迭加区域内便产生静止的莫尔条纹。所以,我们可以这样认为,干涉条纹就是莫尔条纹。这个过程可用下列符号式表示

$$[\tilde{A}] - [\tilde{B}] \longrightarrow [\bar{C}],$$

其中,括号表示一种周期结构;顶上的波状线表示该种结构是运动着的;横线表示静态;减号表示求差。

另一方面,可以这样考虑:每一束光被观测屏所截,在屏上将出现动态的等相位线扫过屏面。两束光迭加时,在屏上将有两组运动着的等相位线相对运动。这样,将出现驻波。所以,干涉条纹乃是一种驻波。两束光相向运动可以产生驻波。两束非正向相向运动的光也同样可形成驻波。干涉的作用就在于把相位的变化转化为强度的变化,恰好把行波转化为驻波。干涉仪就是光学中的示波器。综上所述,在一定条件下,不妨这样认为:

干涉条纹 = 莫尔条纹 = 驻波。

六、全息术与莫尔现象

如上所述,在空间相遇的两束光 $[\tilde{A}]$ 和 $[\tilde{B}]$ 将形成驻波,生成干涉条纹或莫尔条纹。在相干区域内放置一屏,在其上将看到这些条纹。如果用一感光板代替屏,便能记下条纹的图样 $[\tilde{C}]$ 。然后把底片复位,仅令一束光,例如用 $[\tilde{A}]$ 来照明此底片。这样,在底片上将有两种周期结构迭加,一种是动态的光波 $[\tilde{A}]$;另一种是被记下来的静态的条纹图样 $[\tilde{C}]$ 。两组周期结构相互作用(散射、衍射)的结果,将产生动态的莫尔条纹。实验表明,这样产生的动态的莫尔条纹恰恰是 $[\tilde{B}]$ 。这是照相记录的反过程

$$[\tilde{A}] - [\tilde{C}] \longrightarrow [\tilde{B}]。$$

当然,如果令 $[\tilde{B}]$ 来照明 $[\tilde{C}]$ 便会产生 $[\tilde{A}]$ 。

必须指出,只有用与照相记录时完全相同的 $[\tilde{A}]$ 来照明,才可产生完全相同的 $[\tilde{B}]$ 。对 $[\tilde{A}]$ 的任何偏离,都会使 $[\tilde{B}]$ 变样。

由此可见,全息术是记录静态莫尔条纹和再生动态莫尔条纹的过程。

七、按莫尔现象解释全息术中的成象关系

一般介绍全息术的文章都引用数学的结论,并认为,一张全息图(薄片)在受到与参考束相同的光束照明时,能同时衍射出两个象:原始象和共轭象,一虚一实,分居零级衍射光的两

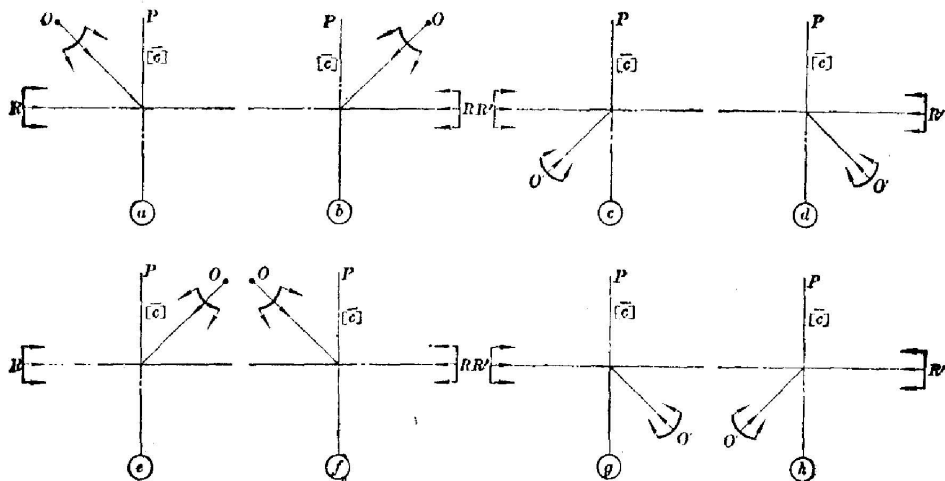


图5 几种产生相同的 $[\tilde{C}]$ 光路

侧。我们发现,运用莫尔现象的观点也可弄清全息图的成象关系。

我们选定两种情况来阐明这种观点。为了简单起见,我们假定参考束为平面波,而物束为球面波。

情况 1 如图 5(a)所示,平面波 R 从左垂直地投向干板 P ,而物波 O 从 O 点发出后以球面波形式投向干板。在 P 上两光束相遇产生干涉图 $[\bar{C}]$ 。干板 P 把干涉图记录下来。但完全相同的 $[\bar{C}]$ 也可由下列各种光路产生:(1)如图 5(b), R 和 O 从右侧对称方向投向 P ; (2)如图 5(c), R 和 O 的逆转波 R' , O' 从左侧投向 P ; (3)如图 5(d), R' 和 O' 从右侧投向 P ; (4)如图 5(e), R 从左侧, O 从右侧投向 P ; (5)如图 5(f), R 从右侧, O 从左侧投向 P ; (6)如图 5(g), R' 从左侧, O' 从右侧投向 P ; (7)如图 5(h), R' 从右侧, O' 从左侧投向 P 。可见有八种造图的光路。在(a)、(b)、(c)、(d)四种光路中,参考束和物束是从同一侧投向干板。这是通常的透射全息图。既然任一光路都可得到同一的 $[\bar{C}]$,所以可用任一光路再现。当 R (平面波时, R' 与 R 相同)从左侧照射全息图时,在(a)及(c)光路中便有 O 和 O' 再现,即有一虚象和一实象同时向右射出。两者分居零级光 R 的两侧。当 R 从右侧射向全息图时,在(b)及(d)光路中,也有 O 和 O' 向左侧射出,同样分居零级光的两侧。(e)、(f)、(g)、(h)是四种反射全息图。当 R 从左侧射向全息图时[(e)及(g)],将有 O 、 O' 向左反射出来,一虚一实。在(f)、(h)中也有相似的反射波。这种反射全息与 Denisjuk 的反射全息有所不同,只是在薄板情况下才能形成。

情况 2 参考束斜投向干板,物束如前(图 6),两波在干板上相遇生成干涉图 $[\bar{C}]$ 。与上述情况一样,相同的 $[\bar{C}]$ 可由多种光路产生,因此,也有多种再现的光路。(a)是原光路再现,在左侧生成 O 的虚象;(b)是与全息图面对称的再现光路,在右侧生成 O 的虚象;(c)是逆转波的再现光路,在左侧生成 O 的实象;(d)是与法线对称的再现光路,在右侧生成 O 的实象。这四个象都是无象差的。乳胶层很薄时,四象的亮度应是相同的,但实际上乳胶层有一定的厚度,因而(b)、(d)的象较暗。我们经常利用的是(a)、(c)。在反射光中可看到(e)(f)、(g)、(h),实际上没有多大用处。

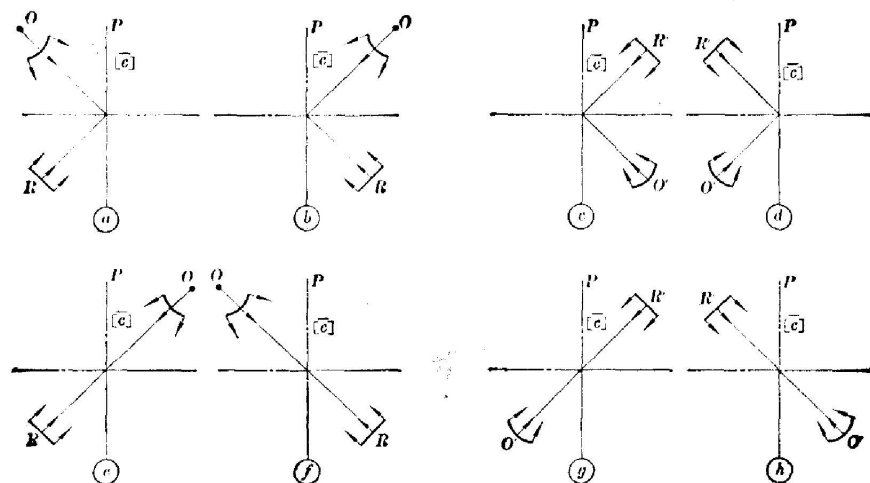


图 6 几种产生相同 $[\bar{C}]$ 的光路

我们可从上述情况总结出下面几点:

1. 造图的参考束斜投射时, 建象光束可从全息图两侧投射, 每侧有两个输入方向。一成实象, 一成虚象。

2. 造图的参考束垂直投射和再现时, 仅有两种造象方向。建象光束从全息图任一侧有一个输入方向和两个输出方向。一成虚象, 一成实象。

3. 所成的无象差虚象及实象分居全息图的两侧。两象的联线与全息图垂直。

总的说来, 用莫尔现象观点可解释多种多样的成象关系, 下面我们还要就一个简单情况推导出物象距的定量关系。

为了简单起见, 取一特例。设 $[\tilde{A}]$ 和 $[\tilde{B}]$ 都是从一定距离上的点源发出的球面波, 与干板的距离分别为 u 和 v (图 7)。如果再现时改变建象波 $[\tilde{A}]$ 的距离, 使由 $u \rightarrow u'$, 试求波 $[\tilde{B}]$ 的成象位置。

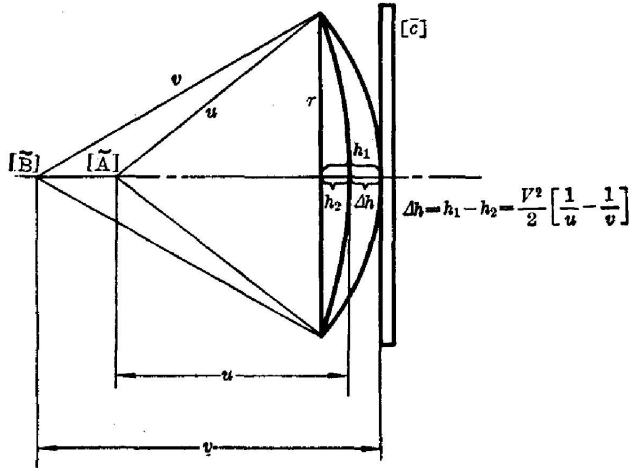


图 7 成象公式的推导

记录时, $[\tilde{A}]$ 为干板所截, 在板上形成动态的等相位线的光圈数, 等于球面波 $[\tilde{A}]$ 和平面截矢高度除以波长所得的数值, 即

$$[\tilde{N}_A] = \frac{r^2}{2\lambda u},$$

式中 r 为干板的半径, 假定为圆形。同样可得

$$[\tilde{N}_B] = \frac{r^2}{2\lambda v}.$$

两波相干即两等相位线迭加, 形成稳态的光圈数 $[N]$ 应为

$$[N] = |[\tilde{N}_A] - [\tilde{N}_B]| = \left| \frac{r^2}{2\lambda} \left(\frac{1}{u} - \frac{1}{v} \right) \right|.$$

这就是干板上记下的干涉图的光圈数, 即 $[\tilde{C}]$ 。

再现时, 用光波 $[\tilde{A}']$ 照射全息图, 与 $[\tilde{C}]$ 作用的结果生成 $[\tilde{B}']$, 即

$$[\tilde{A}'] - [\tilde{C}] \rightarrow [\tilde{B}'] \quad \text{或} \quad [\tilde{A}'] - [\tilde{B}'] \rightarrow [\tilde{C}].$$

这就是, 建象波与被再现波“形成”的干涉图仍应是 $[\tilde{C}]$ 。故得

$$\frac{r^2}{2\lambda} \left(\frac{1}{u'} - \frac{1}{v'} \right) = \frac{r^2}{2\lambda} \left(\frac{1}{u} - \frac{1}{v} \right) = \text{恒量}.$$

或

$$\frac{1}{u'} - \frac{1}{v'} = \frac{1}{u} - \frac{1}{v} = \text{恒量} = \frac{1}{f}.$$

这就是普通光学中物象关系的高斯公式。可见全息图既是一个记录底片, 又是一个高斯透镜。

八、结 论

莫尔现象、干涉术和全息术这三个不同的概念看来有许多共性。在某种条件下, 甚至可

以把它们等同起来。大家知道,全息图就是干涉图。而条纹间隔很窄、可与波长相比拟的干涉图也是全息图。刻线间隔宽的光栅形成的莫尔现象纯粹是两组几何线条迭加所造成,而刻线密集到引起明显的衍射作用时,莫尔现象就应当作干涉现象来解释。光波是天然的周期结构,干涉条纹是相干的结果,是波性的表现,但也可看作是静态的莫尔条纹。光学器件中有许多周期结构的器件,如光栅、干涉滤光片、波带片等等。利用光干涉产生干涉图形,然后通过照相便可制成这类器件。有意识地利用这类器件与光波相互作用以实现分光、分束、过滤等功能,将会是富有成果的。

参 考 文 献

[1] 查哈里也夫斯基著,谢勤等译;《干涉仪》(科学出版社,1966年),52页。

Moiré phenominon, interferometry and holography

GU QUWU

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

(Received 14 March 1980)

Abstract

This paper describes the common nature of the three conceptions—Moiré phenominon, interferometry and holography, and several examples are given. The principles of holography and its imaging relations in terms of Moiré phenomenon are explained.