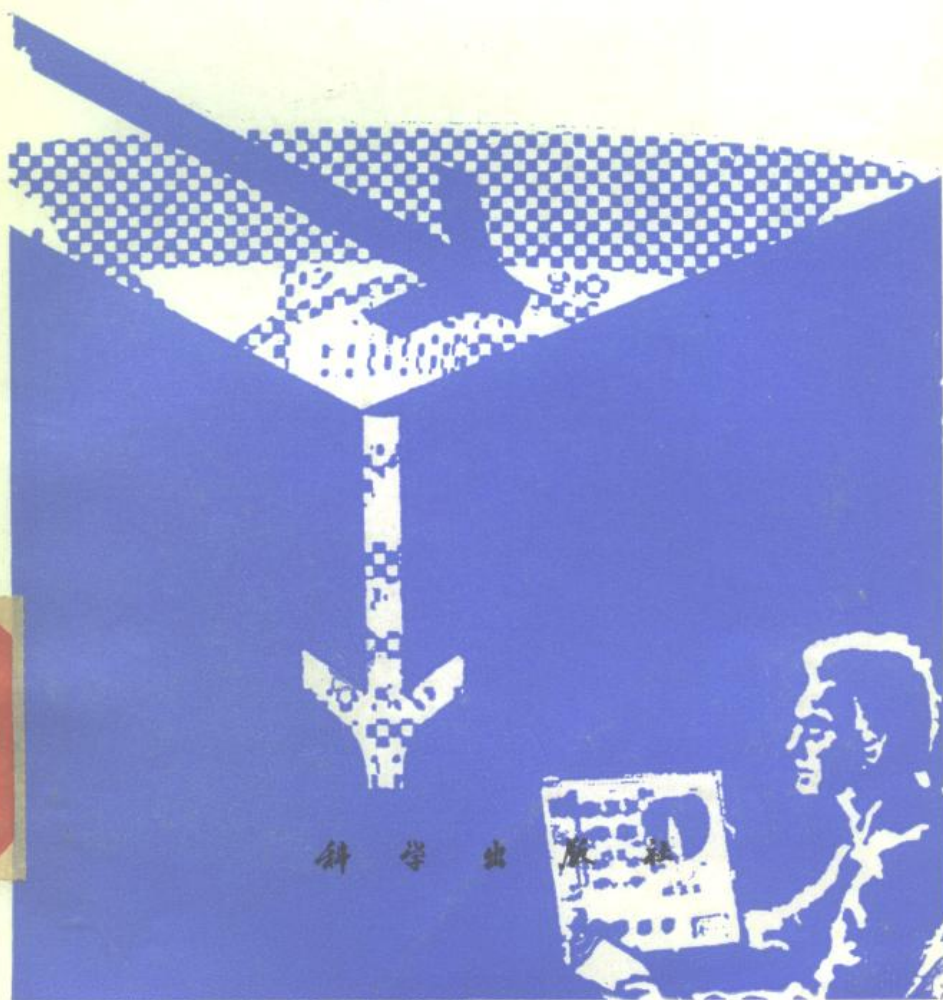


全息术在技术中的应用

〔苏〕阿·格 久边科 著



科学出版社

全息术在技术中的应用

[苏] 阿·格·久边科 著

李 融 黄高年 译

魏光辉 校

科 学 出 版 社

内 容 简 介

全息术是一门新兴的现代技术，在科学技术上应用甚广。然而它却非常新奇而引人入胜，有时连内行都感到不可思议。

本书深入浅出地介绍了全息术的科学原理及其在科学技术和艺术上的实际应用，适合于广大科技人员和有高中以上物理知识的科技情报人员、摄影爱好者、中学教师及一切感兴趣的人阅读。

А.Г.Дзрбенко

ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАФИИ В ТЕХНИКЕ

Изд. «Знание», 1976.

全息术在技术中的应用

〔苏〕阿·格·久边科 著

李 融 黄高年 译

魏光辉 校

责任编辑 蒋太培

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1985年6月第一版 开本：787×1092 1/32

1985年6月第一次印刷 印张：1 7/8

印数：0001—8,500 字数：39,000

统一书号：13031·2935

本社书号：4387.13-3

定价：0.38 元

目 录

一	引言	(1)
二	物体的全息记录和再现技术	(4)
	1. 全息术的物理基础和原理	(4)
	2. 干涉	(4)
	3. 衍射	(5)
	4. 干涉图样是最简单的全息图	(6)
	5. 辐射	(7)
	6. 辐射的相干性	(8)
	7. 光源	(9)
	8. 扩束和分束	(10)
	9. 全息术的研究对象, 获取全息图的形式和方法	(11)
	10. 映象的再现	(14)
三	技术和科研中的全息	(18)
	1. 全息术在干涉仪测量和科研中的应用	(20)
	2. 振动的测量	(24)
	3. 零件加工形状和精度等级的检验及修理	(26)
	4. 等离子体密度的测量	(28)
	5. 全息记忆系统	(30)
四	无线电定位和超高频全息	(37)
	1. 全息电视	(40)
	2. 电影与全息术	(49)
五	全息术的现在与未来	(54)

一 引言

全息术同电子学和无线电工程有着深远的历史联系。可以毫不夸张地说，全息术是当代最引人注目的发明之一。人们不禁会问：“全息术博得如此的声望，其奥妙究竟何在？”首先，这要归因于全息图的特性。乍看起来，全息术不单单是出人意料，而且简直是令人莫名其妙。全息图惊人地清晰，详尽，并且有立体感。人们愈是深入全息图的奇境，就愈会对这个奇境感到惊奇。凡是初次接触到全息术及其实现的可能性的人，大概都会连声叫绝，甚至感到愕然。

全息术是科学技术革命中产生的一个奇迹。现在人们已能解释，甚至还能用数学语言来描述它们。无论你首先接触的是全息术的哪个方面，都会使你惊叹不已。在全息图再现图象的特性和全息术基本原理（这在我们中学物理课程中已是熟悉的）的简单性这两者之中，很难说出，究竟哪一个更令人赞叹。也许，正是由于思维的惰性，使得人们一听到关于这种神妙现象的简单解释，便会不由自主地说：“不可能！”本来，人们都习惯地认为：绝妙的事物应当是隐秘的，甚至应当是百思不解的。但突然，从中学物理课程中却冒出了一个例外的、深奥莫测的事物！

现在开始明白了，要弄清这个奥秘并不困难。让我们首先讨论一下全息术的原理。在阐明这些原理之前，先回顾一下人们所熟悉并精心加以研究过的信息记录方法——照相术。照相时，要拍摄的物体或景物被记录在信息记录介质（在最简单的情况下是胶卷或照相底片）上。只有当照射着

物体的光线足够亮，使得从物体的各个微粒点反射回来的光能够使作为信息记录介质的光敏材料感光时，记录过程才能完成。因为物体上各点的反射本领不同，所以，从各点散射的光的强度也不同。因此，通过照相机的光学系统，在照相底片上所记录的只是物体各点的散射光的强度的信息，亦即记录的是以物体上能散射光的点为辐射中心的球面波的振幅。这些球面波则由光学系统聚焦。

但是，在三维空间中的任何景物，通常都要用三个方向的量度才能予以表征，而照片只记录下了其中的两个量度。照片上反映的物体图象没有深度。这第三个量度“丢失”的原因，只能是由于丢失了一部分信息。但是，信息是在什么地方丢失的？丢到哪儿去了？丢掉的那部分信息（第三个量度，正因为失掉它才使得照相底片上记录的物体没有深度）究竟是什么？对这个问题的回答也正是关于全息术实质的答案。

在黑白照相底片上记录的是由物体各点散射的光波的振幅和频率的信息。很明显，在上述情况下，信息记录介质没有保存从物体传播开的光波的相位的信息。正因为丢失了这部分信息，才使相片失去了立体感。当你懂得了这一点以后，自然会联想到，为什么早先没有想到去寻找这部分信息呢？这本来是多么简单的事情啊！

的确，自从法国美术家路易·让·达盖尔首次演示了他的照相方法——银版照相术(1839年)以后，到1948年英国科学家丹尼斯·加柏陈述了全息术的基础，并提出拍摄物体三维图象的新方法，已经过去一百多年了。这种新方法的基本原理就是记录干涉图象。当两束光波叠加时便产生干涉图象。其中的一束光波携带关于被记录的物体的信息，另一束光波是辅助性的，称为参考光束。

有趣的是，早在1898年，加勒利埃尔·利普曼就提出过一种彩色照相的方法，此法的基本原理也是记录被物体散射的光波的干涉图象；而在20年以前，参考波束已在雷达中得到应用。

这样，全息术的原理在1948年就已经提出来了。但是，直到1962年才由苏联科学家尤·尼·杰尼休克提出一种在观察全息图时能保证获得清晰的立体图象的方法。而到1963年，由美国人伊梅脱·莱特、乔治·斯特罗克以及他们在密执安大学的同事们利用激光进行研究以后，人们才开始认真谈论全息术。

全息图中所记录的景物是一种完整的映象。用一种性质与参考光束相同的光束来照射，记录下全息图象和经过显影的照相底片，就能得到“还原图象”。这种通常称为“还原图象”的映象逼真得使人难以置信。眨一下眼、转一下头，都会从“被还原的景物”中看到新的细节。要检查它的非真实性简直是不可能的。人们自然的反应是想去摸一摸：难道在全息图的“小窗口”后面竟真的没有这些清楚可见的实在的物体吗？

我们知道，照片上景物的清晰度与物体和照相机光学系统焦点的相对位置有关。但是，令人奇怪的是，“被还原景物”各部分的清晰度却完全一样（仅仅取决于照度）。为了看清楚被前面的物体遮挡着的细部，只要移动观察者的位置（更确切地说是改变观察角度）就可以了。这和人们观察真实物体时的情形完全一样。

关于全息图还有许多奇妙之处可说。但是，它的全部“奇妙”特性都可以简单地加以解释，就象全息术原理本身那样简单。下面要讨论的正是全息术的这些奇妙的特性以及可能的奇妙用途。

二 物体的全息记录和再现技术

1. 全息术的物理基础和原理

人们通常把全息图定义为两组波相互作用结果的图象记录。因此，要讨论全息术就不能不提到波。

最简单的例子是观察波在水面上的运动。这时很容易看清楚波结构所特有的波峰与波谷的相互交替。波峰与波谷的大小决定了被传递能量的幅值。波在固体和气体中的传播过程较难观察，特别是当辐射功率不大时就更难观察。因此，某些现象(例如光或声)的波结构只有在使用专门的记录方法或记录仪器时才能揭示出来。其中最简单的方法之一就是干涉。

2. 干涉

现在较详细地讨论一下波的干涉现象。这种现象是在两个相位一致的波束相互作用时产生的。在这里谈论波的干涉现象并非因为它是光的波动性的最简单的证明，而是因为干涉图样是两个波束相互作用的结果，是全息图的基础。同时，还因为全息过程的全部实质都归结为干涉现象。

当两个或几个波交会时，交会的地方就会出现干涉图样；干涉图样表明相互作用的波的强度在空间的分布。当两个频率相同的波叠加时，干涉图样很简单，只是随波的相位关系而变化。如果在两个波束交会的截面上放置涂有光敏材料的底板，那么显影之后就会记录到干涉图样。

在最简单的情况下，干涉图样上最强处与最弱处的位置是不难预言的。但当波束结构略微复杂一点时，干涉图样的

任何单值性都将不复存在。例如，如果波束的频率既随时间又随空间而变化，得到的干涉图样就是模糊的，难以辨认。如果再使相互作用的波束不仅有频率的变化，而且相位一致性也随时间而有所变化，还能看到干涉图样在空间的位移。

由上述可知，如果在记录时波束有任何（即使是很小的）不稳定性，就会引起干涉图样的严重混乱，甚至使我们完全看不到干涉图样。

3. 衍射

如果把记录了干涉图样的底板放置在沿直线传播的光束的路径上，光束的传播方向就会改变。这种使光束改变方向的现象叫做衍射。一般说来，当光束通过小孔、窄缝，或通过非透明物体的边缘时，都会发生衍射现象。光束衍射会产生一系列明暗相间的条纹。

光束通过干涉图样时改变方向的这种现象，与光束通过衍射光栅时的情况一样。因此，可以把干涉图样看作一种特殊衍射光栅。在记录从位于有限空间范围内的几个小孔光阑或其它形式的光阑射出的光束的相互作用图样时，通常能得到这种特殊光栅。因此，双缝衍射图样的特性，应该与由两个相位一致的光源所得到的干涉图样的特性相似。

简单地增加衍射光栅狭缝的数目只能增加衍射图样的亮度，这是因为参与相长干涉的波的数目和参与相消干涉的波的数目增加了。

衍射光栅使入射到它上面的光束分裂成许多独立光束，以不同的角度向外传播。其中最强的是正中间的未经折射的那一条，称为零级衍射光束；对称地位于零级光束两侧、跟零级光束最近的两个光束与零级光束有一个夹角。在这些独立光束中还包含这样的一些波：当这些波通过衍射光栅的相

邻近透明段时，它们的光程差等于光波的波长。这样的波称为一级衍射光束。除了上述三个主要光束（它们携带初始光束中的大部分光能）以外，还有许多携带信息较少的光束，它们的光程差分别是波长的二倍、三倍或更多倍数，并分别被称为二级、三级或更高级衍射光束。

4. 干涉图样是最简单的全息图

为什么要集中那么大的力量来研究波动物理学的基础和电磁辐射的波动性质呢？说明其原因的时刻终于来到了。还是先从离开本题的话说起，并着重指出干涉图样的一个非常重要的性质——它包含有信息。

干涉图样中不仅包含入射波强度（由振幅的平方确定）的信息，而且还包含干涉波相位关系的信息。因此，知道了其中一个波的振幅和相位以后，就可以确定第二个波的振幅和相位。此外，如果用原来的干涉波中的一个波束照射被记录的干涉图样，就可以看到第二个波束的映象，它与第一波束的夹角跟真实波束（第二波束）与第一波束的夹角相同。

由两个相位一致的波束相互作用而产生的上述干涉图样，实质上是最简单的全息图。在两个干涉波束中，一个是参考波束，另一个是物体波束。参考波束是由辐射源传播出来的未受扰动的波。关于物体波束，顾名思义，它是照射全息图所要记录的物体，并由该物体反射的波束，或是穿越该物体的波束（如果所用的物体是半透明的），它包含着关于这个物体的信息。当两个波束相互作用时，以相互叠加的干涉图样形式记录在照相底板上的正是这些信息。底板上所记录的干涉图样就是全息图。

如果用参考波束照射显影后的全息图，便可以看见以这种意料不到的方式记录下来的物体的象。

因此，在记录全息图时，被记录的物体对物体波束进行了相位调制和强度调制，使它携带大量信息。信息的容量仅受限于进行记录时所用光源的功率以及记录介质的分辨本领。

5. 辐射

光源的缺陷以及上述原因，会给干涉图样带来极其有害的干扰，以致读者会对能否获得干涉图样（更谈不上复杂的干涉图样）的可能性提出怀疑。我们暂时先不谈关于获得这种干涉图样的巨大的可能性和现实性；首先明确一下，我们究竟需要什么样的光辐射。说得更确切些，就是我们对光辐射究竟有什么要求。为了明确这点，最简单的办法是利用上述由于辐射的不稳定而被逐渐“弄乱”，最终变成模糊不清了的干涉图样，并且逐渐地把干涉图样“理清”。

先从频率谈起。很显然，为了避免由于携带着同一信息而频率不同的波在叠加时产生的紊乱现象，光波的频谱应该非常窄。原则上是频谱越窄越好。因此，第一个要求是：辐射波的单色性。这就是说，在理想情况下，光源所辐射的光波都具有相同的、严格固定的频率。这是个比较容易实现的要求。

第二个要求是保证各干涉波束之间的相位差恒定。这个问题比较复杂。这时，当然也必定要求每个波束内部同样保持相位差恒定。由光源射出的波束，其相位差守恒的程度表示这个光源的相干程度或相干性。为了避免由于干涉波束波前之间的相位差发生任何变化，致使干涉图样发生重叠，必须解决相位差守恒的问题。相位差的任何改变都会形成新的干涉图样，新图样对原来的干涉图样有一些位移。因此，如果在曝光时间内相位差发生几次变化，光敏底板上就会留下明暗

不分的图样，这种图样很难反映物体的对比度。

6. 辐射的相干性

辐射光源的相干程度既可以随时间变化，也可以随空间变化。前者所说的是时间相干性，后者所说的是空间相干性。

现有辐射光源的相干性极其有限。由绝对相干性标准的定义就可以看出对它的限制有多么严。我们从关于相干性标准的实质的讨论知道，为什么解决相位差恒定的任务相对地说更为困难。

时间相干性也叫做纵向相干性。沿光波传播的方向取两个固定点，如果在这两点上波前的相位差不随时间而变化，此光波在时间上是完全相干的。如果在空间的同一个点，经过相等的时间间隔测得的、由点光源发射出的单色波的波前的相位差保持不变，就意味着遵守绝对的时间相干性。只有在由光源射出的单色波波列为无限长的条件下，才能认为具备绝对的时间相干性。

对于实际的光源来说，只能讲局部的时间相干性（因为光源射出的波列总是有限的）。

在光束传播方向上尚能符合绝对相干标准的最大距离，可以作为局部时间相干性的度量。时间相干性的局部性可以这样来解释：随着每一个波列的结束，相位差守恒的条件都被破坏，时间相干性的特征就随之消失，代之以新的、具有新品质的波列。上述能保证时间相干性的长度范围实际上决定着光源的相干性程度，它称为光源的相干性长度。

在全息术中，光源的相干性长度是很重要的，因为它限制了物体波束与参考波束之间可能的程差，从而决定了记录景物的可能深度。

与时间相干性相似，如果在垂直于波束传播方向的平面

上的两个选定点上，波前之间的相位差不随时间而变化，则可认为光源的空间相干性是完全的。

任何实际存在的光源都具有有限的尺寸，即占有一定的空间，可以把这种实际的光源看作是许多独立存在的点光源的集合。光源占有的空间越小，这种点光源的数量也越少。在这种情况下，每一个点光源都产生自己的干涉图样，它的最强和最弱位置都取决于由点光源射出的波的波前的相位。点光源的尺寸越大，最终的干涉图样就将由越多的点光源的干涉图样重叠而成，因而干涉图样也越模糊。

由上述情况可知，与光源横向尺寸有关的空间相干程度可以随着辐射源尺寸的减小而提高，有同样效果的办法是加大光源与被它照射的靶之间的距离（这是因为光源越远，散射角越小）。

还有一个问题与用来记录全息图样的光源的相干性有关，就是前面实际上已经谈及的关于干涉波束之间的相干性。这个要求的重要性可以从下述例子中清楚地看出。

如果用相干性强但频率不相同的两个单色（例如绿色的和天蓝色的）的激光光束来记录全息图样，我们就不可能达到目的，因为这两个互不相干的光束相遇时不会产生干涉现象。另外，即使两个单色光频率相同，如果它们波前之间的相位差随机地（杂乱无章地）变化，同样也不会产生干涉现象。例如，在底片上曝光所需的时间间隔里把它们遮断，它们就不会形成干涉图样。

7. 光源

因此，在发明全息术的时候，任何一种现成的光源都不能使研究者满意，当时的光源根本用不上，它们给出的波束既不能用来记录，也不能用来读全息图。

符·阿·法勃利康脱早在1940年就展示了受激辐射效应。但是与由加柏在1948年得到的全息效应一样，当时都没有得到任何有价值的应用。

在形成量子无线电物理、建立量子振荡器工作的理论基础以及在研制实际器件方面，苏联科学家巴索夫和普洛霍洛夫以及美国科学家契·达翁斯作出了主要贡献，他们因此在1964年获得了诺贝尔奖金。已制成了大功率受激辐射源，它具有人们久已期待的奇妙特性——单色性和很高的相干性。激光器的出现使全息术成为现实。激光的工作原理是借助于工作物质原子的受激辐射，使光得到增强。工作物质不仅确定了激光器的名称（如红宝石激光器、氩激光器、氦-氖激光器、半导体激光器等），还确定了辐射光的颜色。激光的颜色有天蓝色、绿色、红色、蓝色等，颇为丰富。

8. 扩束和分束

现在尚未阐明的只有一个问题了，就是干涉波束间的相互相干性。另外，由于激光光束的直径非常小，出现了一个非常简单的问题：激光束的直径仅约1毫米左右，而物体的尺寸通常要比它大几个数量级，因此激光束简直不可能均匀地照物体。为了使物体或记录下来的全息图能得到均匀的照射，需要把原有波束扩展。但是，不能简单地扩展，而需要在扩展的同时使能量损耗最少，并且使波束中强度的分布不发生显著变化。

对于形状复杂的物体，只使用扩展的办法是不够的。即使使用一个扩展得很好的波束，有时仍不可能避免出现“遮挡”现象，使物体的有些部分得不到照明。为了消除阴影，还要进行分束，以便能从几个不同方面用同一光源发出的光波对物体进行照射。对波束进行分割的可能性本身立刻启发人

们去寻求获得相互相干的波束的方法。的确，对原有的激光光束进行分束已经成为获取相互相干的波束的最可靠方法。

在大多数情况下，在全息术中所使用的分束方法都是基于对波束本身进行的分束，而不是对它的波面进行分束。这样做不仅能保证较为均匀的照明，而且减少了以后对扩束的要求。

最简单的一种分束方法是采用(镀银或镀铝的)半透明镜面或镀有介质的反射镜。在反射镜上蒸镀一层增透膜可以消除对全息图特别危险的寄生干涉。但是，最简单的方法并非总是最好的方法。利用镜面进行分光会产生下列后果：第一、由于镜面有一定厚度，会使波束产生相对于初始传播方向的横向位移；第二，敞开的镜面会被弄脏或受损伤。因此，往往采用较复杂的分束装置，例如偏振分光器。

9. 全息术的研究对象，获取全息图的形式和方法

全息方法不仅适用于光波范围，也适用于其它形式的波，如声波、地震波，X射线波等等。唯一的条件是：这些波应该有足够的相干性，以便建立干涉图样。因为光学范围的全息术对人们较为直观，所以本书所举的例子大部分都属于光学范围。

用光束在照相底板上记录的全息图叫做光学全息图。从外表看来，它很象用灰色颜料不均匀地涂过的玻璃板，只是看起来似乎有点花纹斑点。光学全息图样对入射光的作用，与不均匀的衍射光栅没有任何区别。光学全息图可以看作一幅透明的图画，它的透明度受到周期性的幅度调制。

关于全息照相所记录的对象，可以是任何实际存在的场景或物体，也可以是半透明的图画(例如，画了画的玻璃板)。用平面波束照明所记录的三维物体全息图，是依靠平

面参考波与物体波的相互作用形成的（物体波从物体反射以后就是一束由物体上各点散射的球面波）。我们知道，这些球面波中的每一个波与平面参考波相互作用，都将形成与每个球面波有关的干涉图样。大量的这种干涉图样，可保证使信息在一定程度上均匀地分布在整个全息图平面上。因此，有关物体各个点的信息便在某种程度上均匀地分布在整个全息图上。

拍摄半透明体（物体的透明度各处不同是其特征）的全息图样时，情况就不同了。这时不是利用反射光，而是利用透射光，因此不产生漫反射效应。从半透明体透过的光波，根据光线直线传播规律，将它们所携带的物体信息记录在全息图上，全息图上每一点所记录的是半透明体对应点的信息。这种信息局部化的全息图，没有用漫反射光拍摄的全息图所特有的奇妙特性，不是全息图的每一块碎片都包含着所拍景物的全部信息。

为了克服重现透明物体象时所发生的上述缺点以及其它缺点，在记录这种全息图时，最好也采用漫射光照明。在光传播的路径中放置毛玻璃屏，是获得漫射照明的方法之一。由于毛玻璃屏具有把入射到它上面的波不规则地散射的特性，因此，它能使光波的空间频谱展宽，并使散射光具有较宽的立体角。但是，人们会立刻注意到，漫射屏可能使精心准备的激光束的全部美妙特性都消失。为了避免这一点，即为了使通过毛玻璃的光束保持很高的相干性和功率密度，还必须满足一系列特定的条件。

全息图象的摄取方法会在很大程度上影响它的特性。图1表示记录介质放置位置的各种方案。记录介质放置位置是相对于传播方向固定不变的物体光束与参考光束而讲的。摄取全息图样时各部件之间的相对位置常反映在全息图的名

称上。

(1) 同轴全息图 又称与光束同轴的全息图,当参考光束和物体光束的方向在同一直线上时,可得到这种全息图。为了清楚起见,这儿用由置于C点的点光源射出的球面

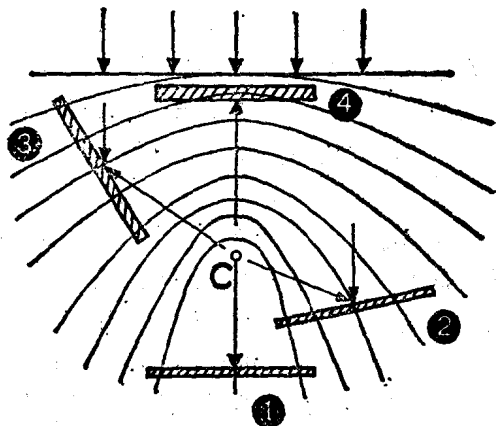


图 1

波作为物体光束。若把照相底板置于位置1处,就可以摄取同轴全息图。这时,由上面入射的非散射光是平面参考波。图中示出的光源的相对位置(说得更准确点,是放射出波束的地点)允许使用相干性较低的光源,因为在这种情况下,参考波束与物体波束之间的光程差最小。同轴全息图的另一个优点(也是由光源的相互位置决定的)是可以降低对记录材料的分辨能力的要求,因为在这种情况下,干涉图样的亮纹之间的距离较大。

当初只拥有非相干光源的加柏,初次得到的正是同轴全息图。

(2) 离轴全息图 感光底板放置在图1中的2和3处拍摄的全息图皆为离轴全息图。离轴全息图各部分的几何位置要求物体光束与参考光束之间有一定夹角。这样便显著扩大了这两个光束的光程差(与同轴全息图比较)。类似这样的“扩大”必须在使用相干辐射时才可能实现,因此,在发明了激光之后才能拍摄离轴全息图。