

第四章 像质改善

成像过程一般是比较复杂的,影响像质的因素也是多种多样的。例如,一个自身不发光的物体,受到光源照射后,被物体反射的光辐射经过传输介质(比如大气,水等),而后被光学仪器成像到接收器上。在这个过程中,大气抖动,光学系统的像差,离焦,接收器的噪音以及在记录瞬时,物体和接收器之间的相对运动等都是使成像质量降低的因素。

光学信息处理技术的主要目的之一就是试图消除上述使像质降低的诸因素,以便增强对比,提高分辨率,改善成像质量,总之一句话,就是使像尽量逼真于原目标。这方面的工作很早就为人们所注意^{[1][2]}。最近十余年来,这方面有了迅速进展,出现了大量的文献和专著^{[3][4][5]}。

用于改善像质的方法颇多,很难详细分类,只能按其具体情况大致归类。比如,按时间分类,可分为事前处理,实时处理和事后处理三种;按处理区域可分为:空间域处理(或者在光瞳面上,或者在像面上)和频率域处理;按照照明情况可分为:非相干处理和相干处理。一般地,事前处理,非相干处理,空间域处理三者相一致的情况较多,而事后处理,相干处理和频率域处理三者相一致的情况较多。我们重点讨论后者。

在频率域处理中,空间滤频片,特别是复数滤频片,是一个关键部件,对于它的制作,国外做了大量的工作,我们也想在这方面费些笔墨,作较详细的介绍。

I 事前处理

1) 原理

如果在成像过程中,存在一个系统的而不是偶然的成像缺陷,那么我们就可以来补偿这个系统缺陷。事实上,这个方法早以为人们所采用,放在反射系统中的光瞳面上的施米特(Schmidt)校正板就是一个成功的例子。设充满成像系统出瞳的波前用下式给出的光瞳函数 $p(x, y, \lambda)$ 来描述

$$p(x, y, \lambda) = a(x, y) \exp[jkw(x, y, \lambda)] \quad (4-1)$$

式中 (x, y) 表示出瞳平面的坐标; $a(x, y)$ 在光瞳面的有效孔径内为 1, 在孔径外面为 0。 $W(x, y, \lambda)$ 表示像差函数, 它表示出瞳面上的波前对高斯参考球面的偏离。如果成像光束是单色的, 那么像差函数与波长无关(为讨论方便, 以后均作此假定)。这时, 光瞳函数为

$$p(x, y) = a(x, y) \exp[jkw(x, y)] \quad (4-2)$$

如果我们设想把一个振幅透过因子 $t(x, y)$ 的掩模板(mask)放在该成像系统的出瞳面上, 则此系统的光瞳函数变为

$$p_t(x, y) = t(x, y) p(x, y) \quad (4-3)$$

为了移去成像系统的成像缺陷, 我们必须使掩模板具有下面的透过形式

$$\begin{aligned}
 t(x, y) &= \exp[-jk w(x, y)] \\
 &= \cos[kw(x, y)] - j \sin[kw(x, y)]
 \end{aligned} \tag{4-4}$$

这样一来

$$\begin{aligned}
 p_r(x, y) &= t(x, y) \cdot p(x, y) \\
 &= a(x, y) \exp[jkw(x, y)] \exp[-jk w(x, y)] \\
 &= a(x, y) = \begin{cases} 1, & \text{在出瞳孔径内,} \\ 0, & \text{在出瞳孔径外.} \end{cases}
 \end{aligned}$$

完全补偿了光瞳面上的像差函数。

2. 光瞳掩模板

实际上,在光瞳面上要完全补偿像差函数是相当困难的,在多数情况下是不可能的。只能在一些特定的情况下得到补偿。主要原因在于:第一,光瞳面上的像差函数的求得无论从计算上还是从测量上说都是很困难的;第二,掩模板制作起来很困难,有时甚至是无法实现的。

下面我们讨论几种典型的掩模板。

1) 夫累涅尔 (Fresnel) 带板

用夫累涅尔带板作为掩模板的方法首先为 Miyamoto^[6]在1961年所建议。假定像差函数 $w(x, y)$ 为

$$0 \leq \omega(x, y) \leq m \lambda$$

光瞳面被夫累涅尔条件分成 $2m$ 个带

$$(2n-1)\lambda/2 \leq \omega(x, y) \leq 2n\lambda/2 \quad n = 0, 1, 2, \dots, m.$$

这样一来,在每一个带中,最大的波差小于 $\lambda/2$, 相位差小于 π ; 而在两个相邻带中,平均波差为 $\lambda/2$, 相位迟滞为 π 。如果我们用镀膜的办法补偿这个相位迟滞,那么整个光瞳面中的相位差就小于 π 了,这时夫累涅尔带板就构成了相位板。如果我们把夫累涅尔带板作成透明和不透明的二元形成,仅让同相位的带通过,那么此时的带板就是振幅式的。

近年来,夫累涅尔波带板的应用越来越广泛,它本身就是一个成像元件^{[3][7]},有时用它来解释全息摄影的一些现象很容易为人们所接受,比如综合孔径雷达的成像原理^[8]。

(2) 吸收掩模板

上面的夫累涅尔带板如果是相位式的,那么相位变化是突变的,而且在每一个带内仍然有相位差。如果是振幅式的,由于透明与不透明的突变,势必引起衍射,降低补偿效果。为了避开上述的缺陷,建议采用其振幅透过因子为下式给出的掩模板函数^[9]

$$t(x, y) = \frac{1}{1+q} \{ q + \cos[kw(x, y) + \Delta] \} \tag{4-5}$$

式中 q 表示当掩模板加于系统上时,本征像差对象的影响, Δ 是当应用掩模板时,衡量使本征像差的影响降低多少的一个正参数,它取夹于 q 值和本征像差的形式。(4-5)式暗示着:当 q 值变小时,补偿效果增加,当 $q \geq 1$, $t(x, y)$ 为正,这个掩模板就是一个吸收

掩模板。对于吸收掩模板，当 $q = 1$ 时，给出最适条件^[10]

$$t(x, y) = \frac{1}{2} \{ 1 + \cos[kw(x, y) + \Delta] \} \quad (4-6)$$

当 $q < 1$ 时， $t(x, y)$ 就有负值出现，并且这个掩模板是一个吸收掩模板和一个给出相位迟滞为 π 的透明相位掩模板所组成。在这种情况下， $q = 0$ 给出最佳条件^[11]

$$t(x, y) = \cos[kw(x, y) + \Delta] \quad (4-7)$$

如果像差仅限于球差或离焦，且用单色光成像，又如果采用(4-6)式的吸收掩模板，此时光瞳函数变为：

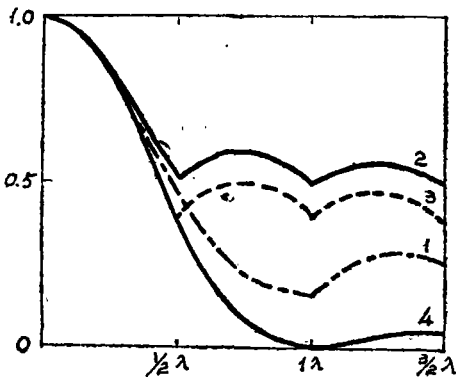
$$p_t(x, y) = \frac{1}{2} \{ \exp jkw(x, y) + \frac{1}{2} \exp j[2kw(x, y) + \Delta] + \frac{1}{2} \exp j\Delta \} \quad (4-8)$$

这种掩模板在摄影上可以比较容易地用泰曼 (Twyman) 透镜干涉仪的方法来制作。由于它的补偿作用不大，因此常常和相位掩模板一起使用，或者干脆只用相位掩模板。

(3) 相位掩模板

如果我们应用一个具有形如(4-7)式所示的透过函数的掩模板，那么就会在补偿像差方面获得相当大的效果，如图4-1所示。但是，实现这种吸收和相位迟滞的组合是一件相当令人讨厌的工作，因此我们期望一个在形式上是简单的，在工艺上是容易实现的，在效果上是和复合掩模板相近的掩模板。

让我们来考虑这样的掩模板，它有矩形波形式的振幅透过，这个矩形波是由公式(4-7)的正弦式透过诱导出来的，如图4-2所示，这样的掩模板就是一个相位掩模板，它把相位迟滞函数 $Q(r)$ (r 表示极坐标的矢径) 贡献给光瞳函数的波前



离焦 b

图4-1 不同的掩模板对像差补偿的效果
1. 具有一个吸收掩模板； 2. 具有一个复合掩模板 3. 具有一个相位掩模板 4. 没有掩模板。

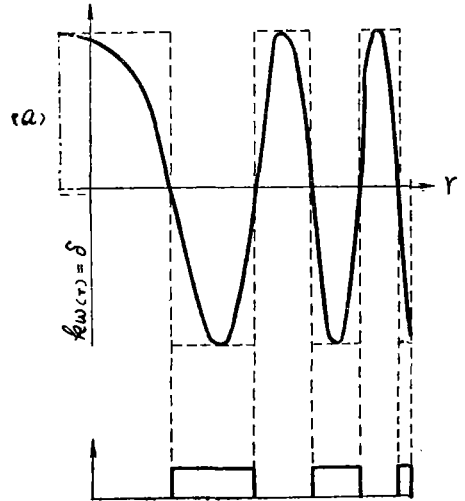


图4-2 复合掩模板和相位掩模板之间的关系

$$Q(r) = \begin{cases} 0 & \text{对于 } \cos[kw(x, y) + \Delta] > 0 \\ \pi & \text{对于 } \cos[kw(x, y) + \Delta] < 0 \end{cases} \quad (4-9)$$

(4-9)式是对(4-7)式的很好的近似，这由图4-1很容易看到，相位掩模板的效果和复

合掩模板的效果比较接近，它要比（4—6）式所表示的吸收掩模板好得多。因此在实用中，常用（4—9）式的相位掩模板代替复合掩模板，因为前者容易实现。用普通的真空镀膜的方法就可以实现相位掩模板，例如，我们可以用光学平玻璃板作基底，在 π 位相处镀上一层厚度为 d ，折射率为 n 的膜层介质，它们之间满足下面的关系。

$$d = \frac{\lambda}{2(n-1)}$$

如果镀的是 MgF_2 膜，折射率为1.38，则 $d = \lambda / 0.72 = 1.39 \lambda$ ，很显然，膜层厚度要比增透膜容易控制得多。

在实际使用时，为了增加补偿效果，有时也把吸收掩模板和相位掩模板组合起来使用，在组合时要注意两点：第一，二者对应的带要精确重合，第二，吸收掩模板的吸收层要同相位掩模板紧密接触，否则两个掩模板将独立的对像起作用，失掉其补偿效果。

日本的辻内顺平（Tsujiuchi）对这方面作了大量的工作，读者感兴趣可查阅有关文献^{[9][12]}。

（4）全息掩模板

实际上，（4—4）式可表达的补偿函数是复数函数，前面讲的几种掩模板只是它的近似。用全息照像的方法来实现这个复数函数是可能的^{[5][7][13]}。

我们以补偿球差为例说明其基本原理。如图4—3所示，一个相干的单色点源被有像差的透镜所准直，透镜的球差使光束产生不规则的波前 W （物面光束）。另一个相干平行光束（参考光束）在底板 P 处同物面光束相干涉。设有像差的波前在 P 面处的相位贡献为 $\Phi(x, y) = e^{j\phi(x, y)}$ ，参考光束表示为 $e^{j\alpha x}$ ，这里， x, y 是 P 面上的坐标， α 是参考光束同平面 P 的夹角，这样，全息图是光强的摄影记录，

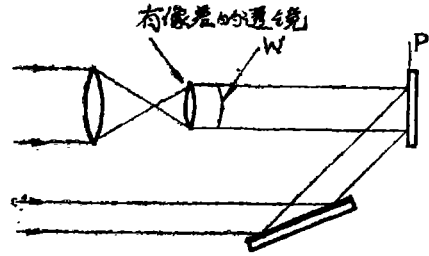


图4—3 用于作校正板全息图的基本系统

$$I = |Re^{j\alpha x} + Oe^{j\phi(x, y)}|^2 = |R|^2 + |O|^2 + 2RO\cos[\alpha x - \phi(x, y)] \quad (4-10)$$

式中 R 和 O 是参考波和有像差的物面波的振幅分量，这样构成的全息图表现出衍射光栅的特性，产生一个另级和一对一级衍射波，它们中的一个形如 $ROe^{j[\alpha x - \phi(x, y)]}$ 。这一项里包含相位缺陷 $e^{-j\phi(x, y)}$ ，它刚好和透镜所产生的相位相反。因而可用它来校正透镜的像差。为了完成这一点，可把透镜和全息图组合起来，这个全息图起一个校正板作用，如图4—4所示，由目标来的光被这个全息光栅衍射，具有形如 $ROe^{j[\alpha x - \phi(x, y)]}$ 的衍射级通过透镜，这样在 P_1 面中就形成了无像差的像。

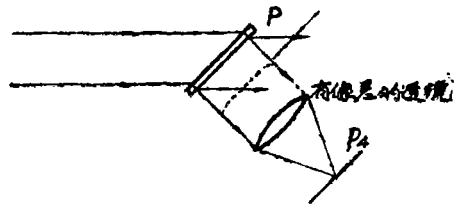


图4—4 应用校正板与透镜组合补偿透镜像差

为了避免渐晕，希望补偿全息图尽可能地

接近于透镜，这样就产生了一个实际困难，参考光束无法引进，因此建议采用图4—5所示的装置。

用这种办法不仅可以校正透镜的像差，而且可以消除任何不随时间变化的畸变介质的影响。在图4—6中一个点源目标的全息图通过畸变介质波被记录。如果入射到这个全息图上的

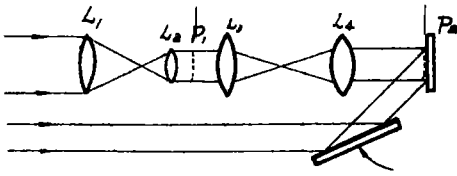


图4—5 用于记录由透镜来的像差波前的实际系统， L_2 是待校正的透镜， L_3 和 L_4 构成单位放大率的望远系统

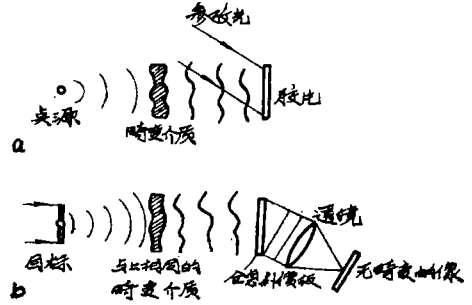
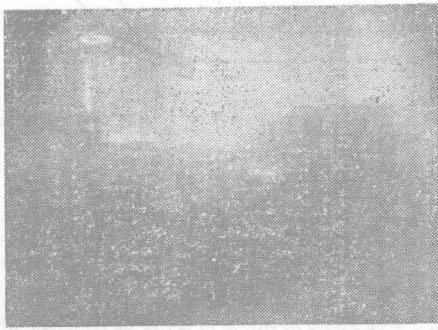


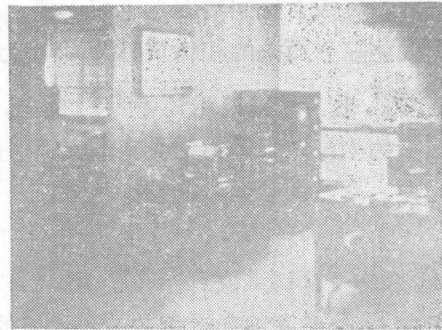
图4—6 全息补偿的记录(a)和应用(b)

波前的相位为 $\exp[jk\omega(x, y)]$ ，那么在重现时贡献于实像的全息透过部分是 $\exp[-jk\omega(x, y)]$ 。如果不是一个点目标，而是一个比较一般的目标要通过这个畸变介质观察，那么目标上每一点都产生一个形如 $\exp[jk\omega(x, y)]$ 的相位，这样一来，假如目标波通过全息图，并观察被全息图所透过的衍射光（它形成实像），则波前畸变消失，这样一来，用普通的成像系统就可以形成无畸变的像。

用这种方法固然可以补偿成像系统的缺陷，如图4—7所示。但它也有很多问题，比如，光能利用太少，成像时要用相干光，校正的像差种类受到限制，至使它的应用受到一定限制。



(a)



(b)

图4—7 (a)离焦后的像 (b)补偿后的结果

(5) 非多余排列 (nonredundant arrays) 掩模板

J. W. 固德曼 (Goodman) 提出了一种恢复被遏止的频率分量的方法，这个方法就是在非相干成像系统的光瞳面上放置非多余排列的掩模板，使之改善调制传递函数 ($M.T.F$) 的高频值，而后再用事后处理的办法进一步改善成像质量。实验证明，用这种方法来恢复信息的高频部分显示出很大的优越性^{[14][15][16]}。

这个非多余排列的掩模板除了 K 个透明的孤立的开口（即具有 K 个元素的排列）之外，是不透明的，如图4—8所示。如果这样的掩模板放在光学系统的光瞳面中，那么在光瞳面中的振幅透过可写为：

$$a(y) = \sum_{m=1}^K \text{rect} \left(\frac{y - y_m}{\Delta y} \right) \quad (4-11)$$

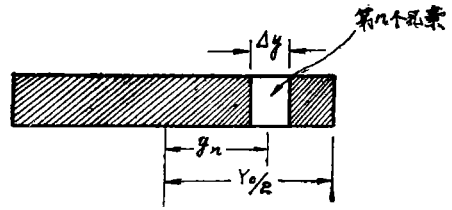


图4—8 对光瞳掩模板的说明

式中 y 是规格化了的光瞳坐标（规格化因子为 $(\lambda R)^{-1}$ ）， y_m 是第 m 个开口中心的坐标， Δy 是开口宽度， $\text{rect}(x)$ 是矩形函数，当 $|x| \leq \frac{1}{2}$ 时，此函数为1，当 $|x| > \frac{1}{2}$ 时，此函数为另。为了讨论方便，我们只考虑一维的情况。

系统的传递函数（O.T.F.）是 $a(y)\exp[j\omega(y)]$ 的自相关函数，式中 $a(y)$ 由方程（4—11）给出， $\omega(y)$ 是像差函数。为了方便起见，我们用泰劳（Taylor）级数来表达穿过第 m 个元素的中心部分的像差函数：

$$\omega(y) = \omega(y_m) + \omega'(y_m)(y - y_m) + \dots \quad (4-12)$$

式中 $-\Delta y/2 \leq y - y_m \leq \Delta y/2$ ，开口的尺寸 Δy 将选择得这样的小，以致于保留泰劳级数的前两项就够了。

$$\omega(y) \cong \omega(y_m) + \omega'(y_m)(y - y_m) = a^m + b^m(y - y_m),$$

$$\left| y - y_m \right| \leq \left| \frac{\Delta y}{2} \right| \quad (4-13)$$

应用方程（4—2），（4—11）和（4—13），用光瞳函数自相关办法，我们求得系统的O.T.F.为

$$\begin{aligned} H(y) &= \frac{1}{K} \sum_{m=1}^K \sum_{n=1}^K \exp[j(a_m - a_n)] \\ &\quad \cdot \exp \left[j \left(\frac{b_m + b_n}{2} \right) (y - y_m + y_n) \right] A \left(\frac{y - y_m + y_n}{\Delta y} \right) \\ &\quad \cdot \sin C \left[\frac{(b_m - b_n)}{2\pi} \Delta y A \left(\frac{y - y_m + y_n}{\Delta y} \right) \right] \end{aligned} \quad (4-14)$$

式中 $\sin C(x) = \frac{\sin \pi x}{\pi x}$ ， $A(x) = 1 - |x|$ ，此时 $|x| \leq 1$ ，对于 x 的其它值， $A(x) = 0$ 。

设各元素的中心的间隔是最小的非另的间隔 δy 的整数倍，亦即

$$y_m - y_n = p_{m \cdot n} \cdot \delta y, \quad (p_{m \cdot n} \text{是整数}) \quad (4-15)$$

式中 $\delta y = \min_{m \neq n} |y_m - y_n|$

把（4—15）式代入（4—14）式中，我们有

$$\begin{aligned} H(y) &= \frac{1}{K} \sum_{m=1}^K \sum_{n=1}^K \exp[j(a_m - a_n)] \\ &\quad \cdot \exp \left[j \left(\frac{b_m + b_n}{2} \right) (y - p_{m \cdot n} \cdot \delta y) \right] A \left(\frac{y - p_{m \cdot n} \delta y}{\Delta y} \right) \\ &\quad \cdot \sin C \left[\frac{b_m - b_n}{2\pi} \Delta y A \left(\frac{y - p_{m \cdot n} \delta y}{\Delta y} \right) \right] \end{aligned} \quad (4-16)$$

根据各个元素的尺寸和分布的不同， $O.T.F.$ 可取多种不同的形式。在考虑较为一般地情况之前，先考虑像差函数 ω 的特殊情况，即在每个元素内 ω 为常数的情况，此时 $b_n = b_m = 0$ ，由此得出

$$H(y) = A \left(\frac{y}{\Delta y} \right) + \frac{1}{K} \sum_{m=1}^K \sum_{n=1}^K \exp [j(a_m - a_n)] A \left(\frac{y - p_{m \cdot n} \delta y}{\Delta y} \right) \quad (4-17)$$

对于 $m \neq n$ ，存在 m 和 n 的 $K^2 - K$ 个组合。假定我们能找出一种各元素的分布，以便使定义为方程(4-15)的 $p_{m \cdot n}$ ，在间隔 $[-(K^2 - K)/2, (K^2 - K)/2]$ 内只一次且仅有一次承担所有的非另整数值。因此方程(4-17)可再次写为

$$H(y) = A \left(\frac{y}{\Delta y} + \frac{1}{K} \sum_{p=-(K^2 - K)/2}^{(K^2 - K)/2} \exp(j\alpha_p) A \left(\frac{y - p\delta y}{\Delta y} \right) \right)$$

式中 $\alpha_p = a_m - a_n$ ， $p = p_{m \cdot n}$ ，

对于无像差系统的情况，一些调制传递函数($M.T.F.$)表示在图4-9中。图4-9(a)表明无光瞳平面掩模板的情况，图4-9(b)是 $2\Delta y < \delta y$ 的情况，图4-9(c)表明：当 $\Delta y = \delta y$ 时的 $M.T.F.$ 它导致高度为 K^{-1} 的平的频率的响应，除了最低和最高的频率以外。

对于有像差存在的情况，相应的 $M.T.F.$ 的性质表示在图4-10中，在图4-10(a)



图4-9 调制传递函数(无像差的情况)
(a)全瞳孔，(b) $2\Delta y < \delta y$ ，(c) $\Delta y = \delta y$ ，

图4-10 有像差时的调制传递函数
(a)全瞳孔时，(b) $2\Delta y < \delta y$ ，(c) $\Delta y = \delta y$

中, 我们看到: 全孔径的 $M \cdot T \cdot F$ 被强烈地遏止。在图4—10(b)中, 我们发现它几乎不受像差的影响, 在图4—10(c)中, 当 $\angle y = \delta y$ 时, 重迭部分的不同的相位有时导致有害的干涉, 产生偶然的而又并不常见的 $M \cdot T \cdot F$ 的凹陷。但在绝大多数频率中, $M \cdot T \cdot F$ 仍然近似为 K^{-1}

这种掩模板比较容易制作, 因为它就是在不透明的板上开有若干个口, 比较困难的问题是如何恰当地确定元素的数目和它们的排列方式。J. W. 固德曼用实验表明了: 应用这种掩模板可恢复信息的高频部分, 比不加它要优越得多。最近, 在文献[16]中讨论了用这种方法再加上事后处理来消除降低像质的随机因素 (如大气抖动), 以便使像得到恢复。

II 事后处理

这种方法效果较好, 应用也很普遍, 它主要对于由记录介质 (目前多为摄影胶片) 记录下来的像, 用光学方法, 电子学方法和数字计算机来加以处理, 从模糊的像中抽取清晰像。

使摄影像变清晰的方法, 种类较多, 且各有利弊, 这些方法多处在发展阶段, 目前, 断定哪种方法最佳还为时尚早。最近出现了几种方法组合起来的情况, 而且收效较显著。本文主要讨论下面三种方法。

(1) 相干光学模拟处理, 它主要在空间频率域中用滤频片来处理, 这里包括全息空间滤频和非全息空间滤频。

(2) 非相干光学—电子学模拟处理。这种方法多在空间域中 (像面或光瞳面) 进行。

(3) 数字计算机处理, 这里包括数字滤频和分析方法。

1. 相干光学模拟处理

(1) 原理

一个线性光学系统的成像过程一般地可用下面的公式来表达

$$g_2(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} g_1(x, y) h(x', y', x, y) dx dy \quad (4-19)$$

式中 $g_1(x, y)$ 为物面函数, $g_2(x', y')$ 为像面函数, $h(x', y', x, y)$ 是光学系统的冲量响应, 也称为扩散函数。 (x, y) , (x', y') 分别为物面坐标和像面坐标, 如果该线性成像是空间不变的 (Space-invariant) 那么扩散函数可写为:

$$h(x', y', x, y) = h(x' - x, y' - y) \quad (4-20)$$

这样一来, (4—19) 就可写成下面较简单的形式

$$g_2(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} g_1(x, y) h(x' - x, y' - y) dx dy \quad (4-21)$$

很显然, (4—21) 式是一个二维卷积积分, 也就是说, 像面函数等于物面函数同扩散函数的卷积。虽然光学系统的成像过程一般地并不严格地是线性空间不变的, 但是用 (4—21) 式表达其成像过程就足够了^[4]。

公式 (4—21) 通常写为符号形式

$$g_2(x', y') = g_1(x, y) \otimes h(x, y) \quad (4-22)$$

式中 \otimes 是卷积符号。

由卷积定理知道，两个函数在空间域中的卷积的付里叶变换等于两个函数各自的付里叶变换的乘积。即

$$G_2(u, v) = G_1(u, v)H(u, v) \quad (4-23)$$

其中

$$G_2(u, v) = C_1 \iint_{-\infty}^{\infty} g_2(x', y') \exp[-2\pi j(ux' + vy')] dx' dy'$$

$$G_1(u, v) = C_2 \iint_{-\infty}^{\infty} g_1(x, y) \exp[-2\pi j(ux + vy)] dx dy$$

$$H(u, v) = C_3 \iint_{-\infty}^{\infty} h(x, y) \exp[-2\pi j(ux + vy)] dx dy \quad (4-24)$$

$G_2(u, v)$, $G_1(u, v)$, $H(u, v)$ 分别为 $g_2(x', y')$, $g_1(x, y)$, $h(x, y)$ 的付里叶变换，或者称为付里叶谱。 $H(u, v)$ 是表征光学系统的频谱响应特性的，它由光学系统的质量和外界因素(如大气抖动)所决定，因此通常它称为光学传递函数(简称为 $O.T.F.$)。

$H(u, v)$ 通常为复数，其模数称为调制传递函数(MTF)，其相位部分称为位相传递函数(P.T.F)，相于光学模拟处理的目的，就是尽量减少或消除 $H(u, v)$ 对光学成像的影响、使像得到恢复。如果我们制作一个滤频片 $T(u, v)$ ，使它等于 $1/H(u, v)$ ，而后再把它放在 $g_2(x, y)$ 的频谱面上，就会有下面的结果

$$G_2(u, v) = G_1(u, v)H(u, v)T(u, v) = G_1(u, v)H(u, v) \frac{1}{H(u, v)} = G_1(u, v) \quad (4-25)$$

如果再使 $G_1(u, v)$ 经这一次逆付里叶变换就会得到原目标的形象 $[g_1(x, y)]$

实现这种运算的装置很多，我们举常用的一例加以说明。

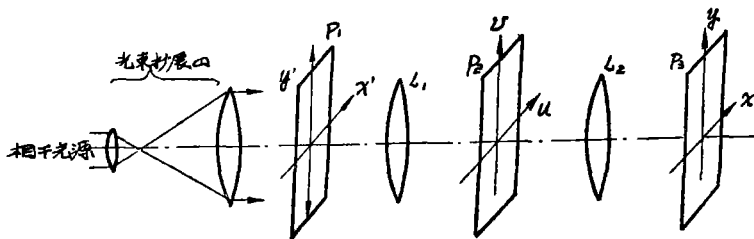


图 4-11 一种相干光学处理装置原理图

如图 4-11 所示，在无像差的透镜 L_1 的前焦面(p_1)中放置摄影片 $g_2(x, y)$ ，并用相干的平行光束照明该摄影照片，则在透镜 L_1 的后焦面处会出现 $g_2(x, y)$ 的付里叶频谱 $G_2(u, v) = G_1(u, v)H(u, v)$ ，如果我们在频谱面 p_2 上放一个滤频片 $T(u, v) = \frac{1}{H(u, v)}$ ，那么通过 p_2 的频谱变为 $G_1(u, v)$ 。这样一来，原目标的频谱分布就得到恢复。假如此频谱分布处在无象差透镜 L_2 的前焦面上，则在 L_2 的后焦面中得到被恢复了的原目标的像(当然这像是倒的)。

$$g_1(x, y) = C \iint_{-\infty}^{\infty} G_1(u, v) \exp[2\pi j(ux + vy)] du dv \quad (4-26)$$

这样就实现了从模糊的照片中抽取清晰像。

由于 $H(u, v)$ 是复数，在全息照相出现之前，要制作它十分困难，在多数情况下是不可能的，只能在特殊的情况下近似地制作它。最早用非全息方法获得 $\frac{1}{H(u, v)}$ 的是日本的辻内顺平，他于1958年在法国用真空镀膜的方法制作的^{[9][11]}，A·万道朗特 (Vander lugt) 于1964年首先把全息照相技术应用于匹配滤频片的制作上^[17]，G·W·斯特罗柯 (Stroke) 于1967年又利用全息照相技术制作逆滤频片^[18]。这样一来，全息滤频片的出现和应用为相干光学模拟处理的发展开辟了新的途径。

(2) 方 法

A, 相干光学模拟处理的非全息方法

相干光学模拟处理的非全息方法就是所使用的滤频片不是用全息照相的方法制作的，而是用传统的（如镀膜，照相腐蚀）方法制作的。目前使用的非全息滤频片有带通滤频片，^[3]二元滤频片，振幅滤频片，相位滤频片和组合滤频片^[19]

带通滤频片，如图4—12所示，其中包括高带通滤频片，中带通滤频片，低带通滤频片和定向带通滤频片等。高带通滤频片（图4—12(a)）放在相干光学处理器的频谱面上，用以阻止频谱的低频部分，允许高频部分通过。用它可以消除摄影片的均匀背景或者低频背景；同时也能达到突出摄影片的细节的作用。低带通滤频片相当于在频谱面上放一个虹彩光阑，它允许低于特定频率的频谱全部通过，而且阻止高于该频率的全部频谱。用它可以部分地消除一些高频噪音（如摄影胶片的颗粒噪音，电视像的扫描线等）。带通滤频片（如图4—12(c)）主要使特定范围的中频部分通过，其它部分被截止。定向带通滤频片（图4—12(d)）可使特定方向的频谱通过。用它可以消除光栅网格或者在某个方向上有规律的噪音。上述的四种带通滤频片还可以组合起来使用以达到所期望的目的。

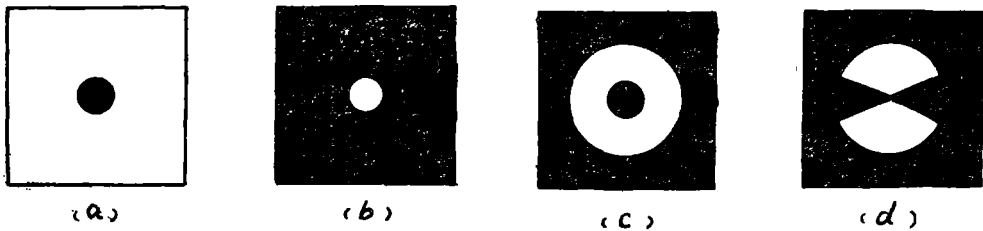


图4—12 带通滤频片

(a)高带通 (b)低带通 (c)中带通 (d)空向带通

二元滤频片。二元滤频片仅仅有另值和1值，它是滤频片中较简单的一种，二元滤频片制作起来很容易，因为它是孔径和光阑的简单组合（见图4—13）。尽管如此，它们还是能够完成许多重要的运算的^[19]。

用二元滤频片可以改变光栅的结构常数，例如：如果我们在光栅的频谱面上放置一个二元滤频片，使其DC项（未衍射的部分）和二次谐波通过，其它部分阻止，那么就会使光栅常数缩小一倍。二元滤频片对于存在随机噪音中的具有特定编码的周期信号的检出是特别有

用的, 用它可以使该周期信号的频谱通过, 由于噪音是随机的, 杂乱无章的, 因此它的谱大部份被阻止了。这样就可检出信号, 消除噪音。这在雷达和声纳数据处理中是有用的。用它还可处理地震数据, 探测石油等矿物^[20]。用二元滤频片还可以增强摄影像的对比。另外, 由于它制作简单, 因此可代替相位滤频片使用, 当然这样做会使可以利用的能量降低。

二元滤频片由于有另值和 1 值, 这样在另值和 1 值的交接处就会引起附加的衍射。当二元滤频片的明暗变化很快时, 这种衍射效果尤为严重, 因此使它的应用受到限制。后来, 逐渐被振幅滤频片和相位滤频片所代替。

振幅滤频片。振幅滤频片在实数轴的任何地方都有值 (其值在 0 和 1 之间)。这种滤频片可以很方便地在摄影胶片上制作, 也可以在玻璃板上用镀膜的方法来实现。由于振幅透过是渐变的, 消除了二元滤频片引起的附加衍射, 因此它要优于二元滤频片。振幅滤频片常常和相位滤频片组合起来使用。仅用振幅滤频片解决一些数据处理问题的最小均方差过程 (least—mean—square—error—procedure) 是有用的。假如一个信号 $s(x, y)$ (它的自相关函数 $R_s(x, y)$ 是已知的) 存在于噪音 $n(x, y)$ 中, 我们希望该信号有最大的峰值, 这样就可以应用最小均方差准则, 其合适的滤频片函数为

$$H(u, v) = \frac{S_s(u, v)}{S_s(u, v) + S_n(u, v)}$$

式中 $S_s(u, v)$, $S_n(u, v)$ 分别为信号和噪音的谱密度, 并且 $S_s(u, v)$ 定义为相关函数的付里叶变换。

$$S_s(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} R_s(x, y) \exp[-2\pi j(ux + vy)] dx dy$$

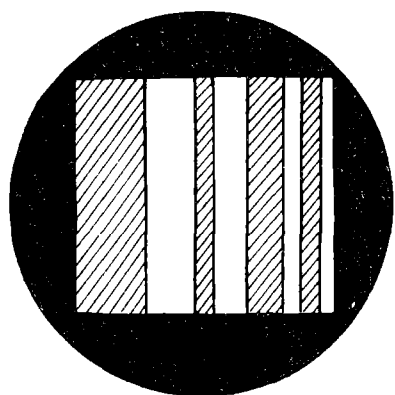


图 4—14 相位编码滤频片

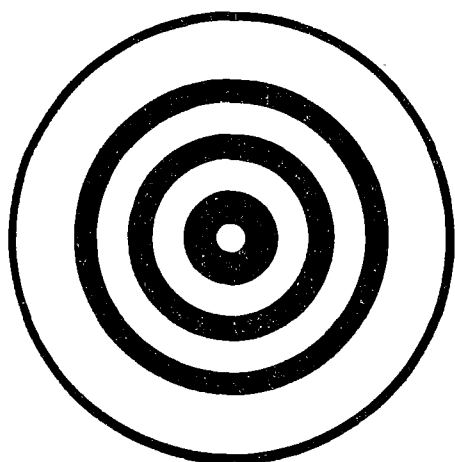


图 4—13 二元滤频片
黑色表示不透光 白色表示透光。

这样的滤频片可以降低噪音的影响。此外, 用振幅滤频片可以实现较为简单的逆滤波, 改善光学系统的传递函数, 提高成象质量。如果它和相位滤频片组合使用, 效果会更显著。

相位滤频片。相位滤频片 (如图 4—14) 可以使光波提前或滞后, 但并不影响光振幅的透过。它在复数平面中的虚数轴上的 $+j$ 和 $-j$ 之间有值。这种滤频片可用镀膜方法, relieving 摄影胶片方法以及腐蚀平玻璃板的方法来构成。但是用这些方法中的任何一种都很难获得连续地或者随意的相位变化, 在这种情况下, 相位滤频片原则上用来提前或滞后光波的半个波长 (或 π 位相)。相位滤频片成功地应

用于综合孔径雷达和声纳探测的数据处理中。另外它可以颠倒光学传递函数的负的相位，用而可用于像质改善（见图4—15）。

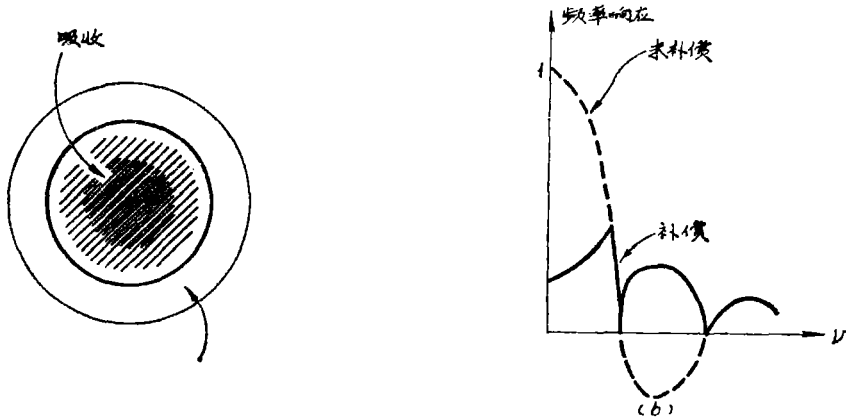


图4—15 模糊像的补偿
(a) 频率域滤频片 (b) 传递函数

组合滤频片。相位滤频片可以和振幅滤频片组合起来使用，这样在复数平面上的任何一点上都有复数值，因此用它可以改善像质。荷兰的柴尔尼克（Zernike）首先把这种组合滤频片应用于相位对比显微镜中^[21]，日本的辻内顺平对用这种滤频片校正各种象差给出十分优秀的论述^[9]，例如，对于离焦的波象差是 $k\omega(r) = 2\beta\gamma^2$ 那么恰当的传递函数是

$$H(r) = \frac{2J_1(4\beta\gamma)}{4\beta\gamma}$$

式中 γ 是光瞳面上的规化极坐标， $\beta = \frac{1}{2}kb$ ，而 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ， $b = \frac{\omega(\gamma)}{\gamma^2}$ 。为实现这个函数，必须使振幅滤频片和相位滤频片组合起来。图4—16表明这种滤频片应用于离焦的结果。

在实数轴上具有数值的空间滤频片也可以通过偏振的方法来完成，以便产生必要的相位变化^[22]。这个相位控制是通过应用称之为Vectograph（商业名称）的膜所获得，并且把 $H(u, v)$ 的值放在其中一边，把 $H(u, v)$ 的负值放在另一边。把Vectograph被放在起偏振器和检偏振器之间，它们的轴与Vectograph成45°，当用偏振光照明时，这个多层结构把振幅分量分解成两个相反方向矢量，二者的相位差为 π 弧度。奥斯特尔柏格（Osterberg）^[23] 在他的可变相位对比显微镜中就应用了这种偏振组合滤频片。



图4—16

B 相干光学模拟处理的全息方法

全息付里叶变换相除法

由方程(2—4)我们知道

$$g_2(x, y) = g_1(x, y) \otimes h(x, y) \quad (4-22)$$

上式的付里叶变换为

$$G_2(u, v) = G_1(u, v)H(u, v) \quad (4-23)$$

如果我们用复数函数 $H(u, v)$ 去除上式，就会恢复原目标函数 $g_1(x, y)$ 的付里叶变换 $G_1(u, v)$

$$\frac{G_2(u, v)}{H(u, v)} = G_1(u, v)$$

而后再对 $G_1(u, v)$ 作逆付里叶变换，就得到了原目标函数 $g_1(x, y)$ ，这就是全息付里叶变换相除方法的基本原理。这个方法的关键是作出逆滤波频片 $H^{-1}(u, v)$ 。由于 $H(u, v)$ 通常为复数，因此 $H^{-1}(u, v)$ 也是一个复数。我们可以把 $H^{-1}(u, v)$ 分成两部分，分别地加于实现，这就是一般文献上所说的“多层结构”(Sandwich)。

$$H^{-1}(u, v) = \frac{H^*(u, v)}{|H(u, v)|^2} \quad (4-28)$$

很显然，上式右边的分子 $H^*(u, v)$ 是 $H(u, v)$ 的复数共轭函数，而分母是 $H(u, v)$ 的平方，这是一个实数，这两个函数均可由扩散函数 $h(x, y)$ 的付里叶变换 $H(u, v)$ 做出来。 $h(x, y)$ 可这样得出：在仪器使用条件下，移去物面，放上点目标，在像面上形成的就是该系统在这种条件下的点扩散函数 $h(x, y)$ ，而后对 $h(x, y)$ 作付里叶变换就得到 $H(u, v)$ 。另外，用计算方法或者用显微密度计测量的方法也可以得到 $h(x, y)$ 。这种逆滤波方法早已为实验所证实，并正在付诸应用^{[24][25][26]}。

相关全息去卷积方法

这里所引进的成像去卷积方法和被 A. 万道朗特 (Vander Lugt) 所引进的匹配滤波方法^[17]之间是存在很大差别的。万道朗特的匹配滤波方法就在于使函数 $f_1(x, y)$ 同最可能的聚焦成像函数 $f(x, y)$ 相关。这个相关可以借助于编码函数 $f_1(x, y)$ 的付里叶变换全息图 $[1 + |F_1|^2 + F_1 + F_1^*]$ 的帮助在空间频率域中进行。当成像函数 $f(x, y)$ 被相干光的平面照明时，在透镜的后焦面中所获得的 $f(x, y)$ 的空间付里叶变换为 $F(u, v)$ ，并且穿过上面的全息图的场为 $F[1 + |F_1|^2 + F_1 + F_1^*]$ ，其中一个全息边带波为 FF_1^* 。这样一来， FF_1^* 的付里叶变换等于相关函数 $f^* \star f_1$ ，而不是我们在使像变清晰的方法中所寻求的去掉卷积。在这个意义上，我们可以说，使像面变清晰的方法的目的就在于获得积分方程 (4-21) 的解，而匹配滤波图象识别方法的目的在于获得比较有意义的相关积分。

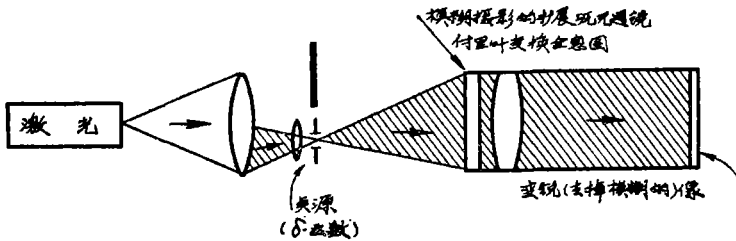


图 4-17 扩展源全息方案 I

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) f_1(x + x', y + y') dx dy = f^* \star f_1$$

全息相关去卷积的基本原理就在于得到下面的方程^[27]

$$G_2 H^* = G_1 H H^* = G_1 \quad (4-29)$$

去掉卷积条件为

$$H H^* = 1 \quad (4-30)$$

在空间域中，上式可写成下面形式

$$\iint_{-\infty}^{\infty} h(x, y) h^*(x + x', y + y') dx dy = \delta(x', y') \quad (4-31)$$

式中 $\delta(x', y')$ 是狄拉克函数。方程(4-31)可以写成等价的符号形式

$$h \star h^* = \delta \quad (4-32)$$

表示(4-31)中所描写的空间自相关运算。若使 $G_2 H^ = G_1$ ，必须使方程(4-30)和(4-32)得到满足。(4-30)和(4-32)可以用付里叶变换定理联系起来。

$$H H^* = 1 \iff h \star h^* = \delta \quad (4-33)$$

符号 \iff 表示付里叶变换，其它符号同前。

有几种实现上述运算的装置，我们介绍其中的二种。

扩展光源全息方案 I

让我们记录函数 $g_2(x, y)$ 的付里叶变换全息图，这个全息图为

$$I(u, v) = 1 + |G_2|^2 + G_2 + G_2^* \quad (4-34)$$

把 $G_2(u, v) = G_1(u, v)H(u, v)$ 代入(4-34)中有

$$I(u, v) = 1 + |G_2|^2 + G_1 H + G_1^* H^* \quad (4-35)$$

如果我们把这个全息图放入它的记录位置中(图4-17)，而后用波 H 照明它。 H 是这样得到的，把 $h(x, y)$ 放在用于记录方程(4-34)的付里叶变换全息图的点源位置处，就会得到 $h(x, y)$ 的无透镜式付里叶变换全息图 H 。这样一来，在方程(4-35)的最后像中所通过的波中将有一项为

$$G_1^* H^* H = G_1^* \quad (\text{如果 } H H^* = 1) \quad (4-36)$$

由于 F^* 只不过是成像波 F 的复数共轭。通过对它进行一次付里叶变换，在透镜的焦平面上就可看到所期望的像，假如用 γ 等于 -2 来处理摄影片的话(亦即按照 $\gamma_N \gamma_P = 2$ 来印制正片)。

扩展光源全息方案 II

如图4-18所示，在这种情况下，我们在记录 $g_2(x, y)$ 的付里叶全息图时，应用 $h(x, y)$ 作为扩展参考光源。这个全息图为

$$\begin{aligned} I(u, v) &= (G_2 + H)(G_2 + H)^* \\ &= |G_2|^2 + |H|^2 + G_2 H^* + G_2^* H \end{aligned} \quad (4-37)$$

根据方程 $G_2 = G_1 H$ 可把方程(4-37) 写为

$$I(u, v) = |G_2|^2 + |H|^2 + G_1 H H^* + G_1^* H^* H \quad (4-38)$$

由于我们特别要考虑的是 $H H^* = 1$ 的情况，因此我们注意到，上式中的项

$$G_1 H H^* = G_1 \quad (\text{如果 } H H^* = 1)$$

事实上，等于我们所期望的 G_1 。在这种情况下，我们把全息图放在它的记录位置中，而后用点源产生的单位振幅波照明它就可以了。

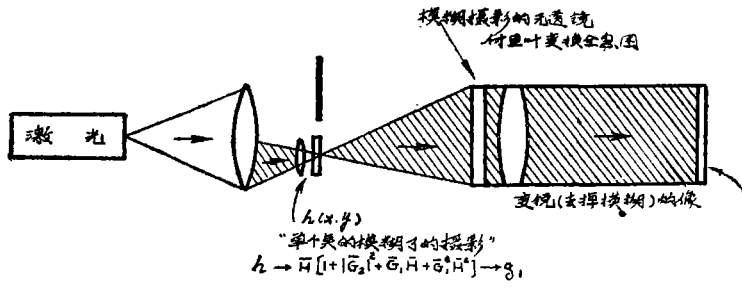


图 4-18 扩展光源全息方案 I

(3) 应用举例

由于种种原因，而使所拍摄的照片变模糊了，只要我们能想办法获得在拍摄条件下的系统的点扩散函数 $h(x, y)$ ，那么对 $h(x, y)$ 作付里叶变换就得到 $H(u, v)$ ，由此就可制作逆滤波片 $H^{-1}(u, v)$ 。这样就可以用相干光学模拟方法处理摄影照片，使模糊了的像变清晰。此法已在实验室中获得成功，并且已经初步地应用到 x 光照相，电子显微镜，航空和空间摄影等方面中。下面仅以几例加以说明

A，用空间滤频来降低 x 射线像中的半阴影、由于 x 射线管的焦点的有限尺寸而在 x 射线像中产生一个半阴影 (Penumbra)。这个效果通常是对放射线学系统的分辨力主要限制。如果能够减小这个焦点尺寸，那么 x 射线像的对比和分辨力就会得到改善。然而 x 射线管的结构考虑和辐射曝光的要求相当大的 x 射线光源，因此要提高 x 射线像的分辨力，必须另寻它法。

S. K. 黑拉尔 (Hilal) 等人^[29]把空间滤频技术应用于降低 x 射线像的半阴影效果。他们求出 x 射线管的焦点扩散函数 $h(x, y)$ ，而后作出逆滤波片 $H^{-1}(u, v)$ ，把 $H^{-1}(u, v)$ 放在图 4-11 所示的 p_2 面中，在 p_1 面中放置因半阴影效果而使分辨力降低了的透明片。这个透明片的光振幅透过要同 x 射线的强度分布成线性比例。这可通过接触拷贝而使两胶片的 $\gamma_{NY}p=2$ 而实现(详见本文第二章)，这样在输出平面 p_3 中就会得出被补偿了的像。

半阴影滤频片可这样来做成，应用一个特制的 x 射成针孔照相机获得 x 射线管焦点的强度分布。一般地，该焦点的强度分布的付里叶变换具有相位特征，为做出准确的逆滤波片，必须采用 A. 万道朗特 (Vander Lugt) 和 G. W. 斯特罗柯 (Stroke) 的全息照相方法，然而在实际情况中，可忽略其相位部分，因为焦点的强度分布近似于斜截头的高斯形，它的付里叶变换在其有意义的频率中无相位特征，这样，半阴影滤频片的公式就比较简单了。

半阴影补偿滤频的结果表示在图 4-19 中。

由图可见，对比和分辨力都得到了改善。

B，使高分辨力的电子显微镜获得衍射极限像。

高分辨力的电子显微镜对于生物学应用的非结晶的检验标本，已经证明，目前能达到的理论分辨力为 2.4 \AA ，而对晶格标本，其理论分辨本领可达 1 \AA ，然而实际上，在最好的透射式电子显微镜中，生物学标本的分辨力很少超过 $10-20 \text{ \AA}$ ，最近 H. Fernandez—Moran 利用 Cryoelectronic 电子显微镜获得 4 \AA 的点分辨力。A. V 柯列弗 (Crewe) 应用场发射源

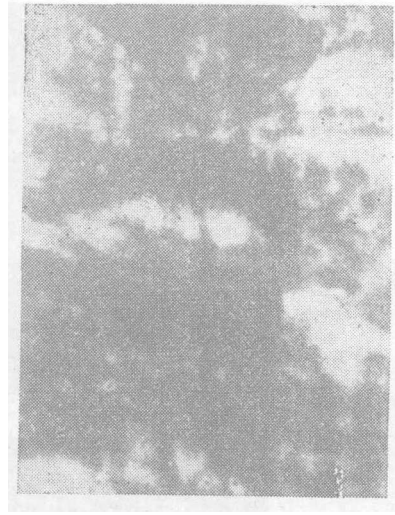


图 4—19

透射扫描电子显微镜对于生物学样品获得 5\AA 的点分辨力。然而企图获得 1\AA 的原子晶格分辨力一直是研究的主要课题。在上述两种电子显微镜中,被衍射所建立的最终的极限分辨力并没有成为可以利用的,这主要被大家所知道的电子透镜的剩余几何像差(主要是球差和色差)所引起的成像缺陷所致。在目前情况下,仪器本身无法克服它。然而,可以用相干光学模拟处理方法使这个模糊了的摄影片变清晰^[25]。G. W. 斯特罗柯和A. V. 克列弗(Crewe)合作已经得到生物标本的 2.5\AA 的点分辨力。G. W. 斯特罗柯用全息付里叶变换相除使像变清晰的方法使 1\AA 的原子晶格的获得成为可能。他采用的方法是:使用比目前的像差一衍射的折衷孔径要大的孔径来拍摄电子显微照片,其目的是为了大大提高衍射极限分辨本领,同时他得出在此条件下的显微镜的扩散函数 $h(x, y)$,而后作出逆滤频片 $H^{-1}(u, v)$,由前知

$$\frac{G_2(u, v)}{H(u, v)} = G_1(u, v)$$

这样就可以从模糊的摄影片 p 抽取清晰像。斯特罗柯等人为提高电子显微镜的分辨率而作了大量的工作^[28]。在这种情况下,我们须注意、由于孔径加大会产生严重的球差和色差,而使 $H(u, v)$ 有若干个另点,它的倒数就变为无穷大,因此,在这些间断点处,像不能很好地被恢复,实践证明:它们对整个像的恢复没有显著影响。图4—20就是用这种方法得到的结果。

C. 使由大气抖动而模糊了的像变清晰,应用最佳滤频理论来修正逆滤频片,以处理因受大气抖动影响而变模糊了摄影照片,获得了显著效果^[30]。已经指出^[31], ^[32]最佳滤频片为

$$p(u, v) = \frac{1}{H(u, v)} \times \frac{\phi_o(u, v) / \phi_n(u, v)}{\phi_o(u, v) / \phi_n(u, v) + H(u, v)^{-2}}$$

式中 $\phi_n(u, v)$ 和 $\phi_o(u, v)$ 分别是噪音和未变模糊的像的频谱密度, $H(u, v)$ 是光学传递函数。当信噪比 $\phi_o(u, v) / \phi_n(u, v)$ 趋于无穷大时, $p(u, v)$ 近似于简单的逆滤频片。

用图4—21所示的装置进行实验,扰动的大小用加热板的功率来控制。图4—22表示在不同信噪比情况下最佳均方复原滤频片曲线,按此图曲线把滤频片作在 $649F$ (美国柯达克公司牌号)照相板上。尔后把该滤频片放在图4—23的 p_2 面,用两种景物的摄影照片来作实验,一种是频率调制线板(Sayce板)

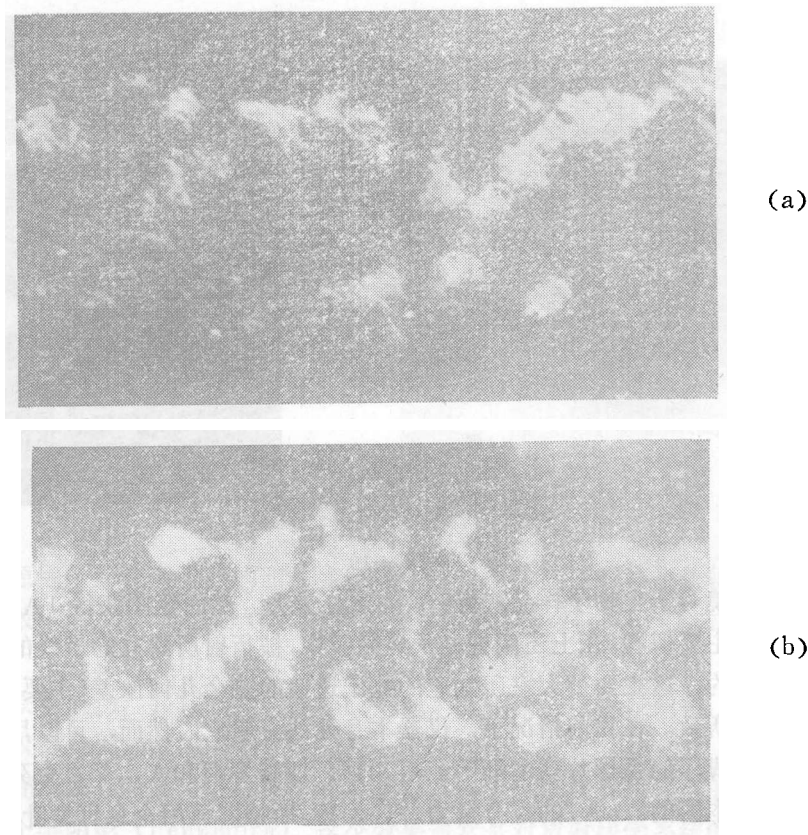


图 4—20

(a) 未处理时, (b)处理后的结果。

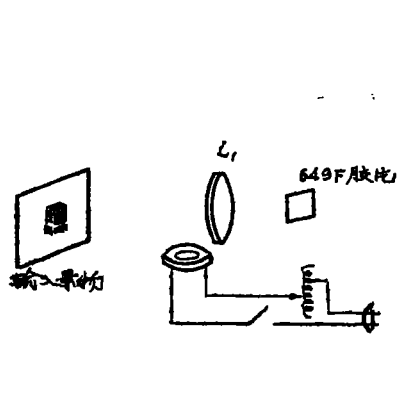


图 4—21 产生模拟的长周期大气扰动的装置

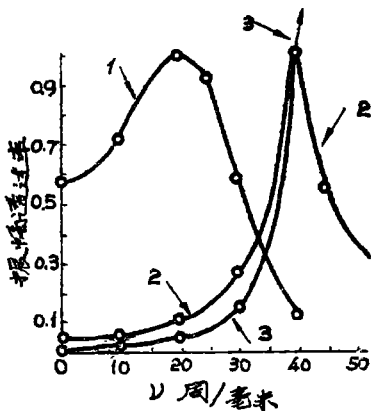


图 4—22 段定信噪比 ϕ_0/ϕ_n 为(1)10; (2) 100; (3)1000时, 算得的最佳均方滤频片

另一种是航空摄影得到的透明片。其结果见图 4—24和图 4—25, 很显然, 用这种最佳滤频片会使分辨力有明显提高, 虽然这种技术尚处在实验阶段, 但它为处理航空摄影和空间摄影照片提供了途径。

用相干光学模拟处理方法对各种模糊的摄影片进行事后处理的应用越来越广泛, 目前的应用多半限于模糊原因予先知道的情况, 也就是说基本上可知道这种情况下的扩散。最近,

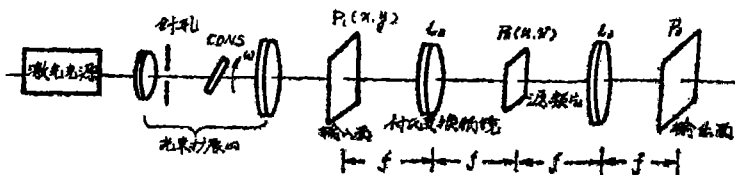
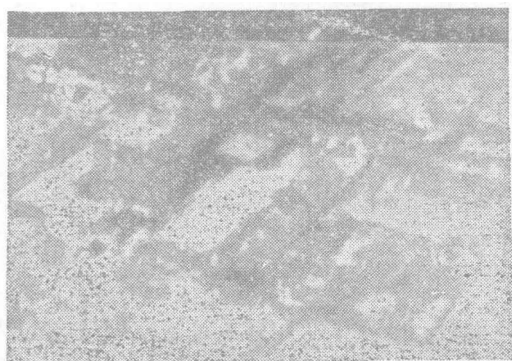
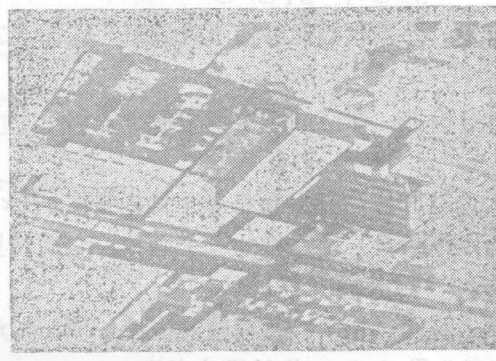


图 4—23 使像恢复的光学系， p_1 放置模糊像片， p_2 放置滤频片， p_3 为输出面



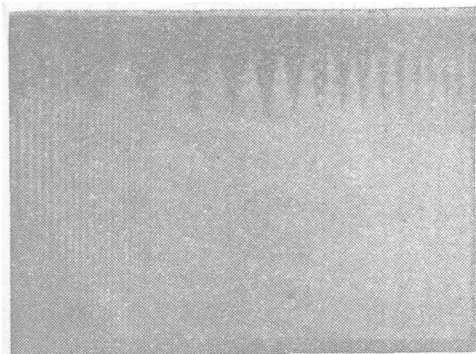
(a)



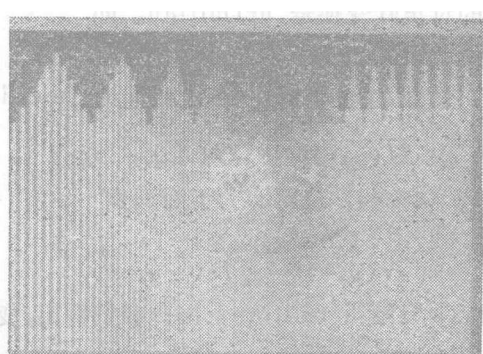
(c)

图 4—24

(a) 因大气抖动而模糊了的景物 (b) 被简单的逆频片处理的结果 (c) 被最佳滤频片处理的同一景物



(a)



(b)

图 4—25

(a) 通过大气抖动的 Sayce 图样 (b) 最佳滤频后的同一图样

固德曼 (Goodnam) 等人用事前处理和事后处理组合的方法^[16]来消除未知的大气抖动的影
响。他们在事前处理中采用非多余排列的掩模板，对同一目标进行多次拍摄，而后再对照片
进行事后处理。对此，他们作了理论分析，并得出初步的实验结果。Charles. Y. C. LIU 和 A.
W. Labmamn 用修改了的 Labeyrie 方法和空间滤频方法的组合^[33]获得了高分辨力的星体图。
对消除随机变化的大气抖动方面也颇为有效。

2. 非相干光学——电子学模拟处理

(1) 原 理

让我们考虑下面的成像方程

$$g_2(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} g_1(x, y) h(x' - x, y' - y) dx dy \quad (4-21)$$

为了讨论方便, 写成下面的符号形式

$$g_2(x', y') = g_1(x, y) \otimes h(x, y) \quad (4-22)$$

现在让我们考虑上式用某一函数 $s(x', y')$ 进一步卷积的情况。这个函数可用飞点扫描或相似扫描等方法引到透明片中, 这样一来, 透过胶片的光振幅为

$$g_2 \otimes s_1 = g_1 \otimes h \otimes s$$

很清楚, 如果我们能够使下式满足

$$h \otimes s = \delta$$

或者等价地, 在空间频率域中使下式满足

$$HS = 1$$

那么透过胶片的光振幅将等于目标强度 $g_1(x, y)$, 由此我们发现, 合适的函数 $s(x', y')$ (也称为掩模函数) 是这样的一个函数, 它的付里叶变换为

$$S(u, v) = 1/H(u, v) \quad (4-42)$$

这样, 我们注意到, 所期望的掩模 (Masking) 函数 $s(x', y')$ 只不过是空间滤频的“滤频函数” $T(u, v)$ 的付里叶变换。

G. W. 斯特罗柯等人^[34]最近指出一个著名的事实, 即: 使像变清晰的扫描函数 (掩膜函数) 总是一个实函数 (一部分是正的, 另一部分是负的)。由于 $h(x, y)$ 是一个实函数, 因此它的付里叶变换是 hermitian, 即

$$H(u, v)^* = H(-u, -v) \quad (4-43)$$

据此, 函数 $T(u, v) = 1/H(u, v)$ 也是 hermitian, 亦即

$$\frac{1}{H(u, v)^*} = \frac{1}{H(-u, -v)} \quad (4-44)$$

而方程 (4-44) 也可写为下面形式

$$\frac{1}{H(u, v)}^* = \frac{1}{H(-u, -v)} \quad (4-44a)$$

由于 $S(u, v)$ 是 hermitian, 因此我们得出, 变清晰的扫描函数 $s(x', y')$ 也必须是实的。

(2) 两种方法

能够实现这种非相干光—电子学模拟处理的装置很多, 我们仅介绍其中二种。

A 斯特罗柯 (Stroke) 和蔡兹 (Zech) 方法:

如图 4-26 所示, 激光 (一般为氦—氖气体激光) 被光束扩展器所准直, 在无像差透镜的前焦面中放置逆滤频片 $\frac{1}{H}$ 。这样, 在透镜 L_1 的后焦面中就得出它的付里叶变换 $s(x', y')$, 同时把待处理的模糊的摄影透明片放在此处, 使 $s(x, y)$ 逐点扫描透明片的每一点。这样一来, 就会在透镜 L_2 的像面中出现各个点的清晰像。这个像可用示波器或电视显示, 也可用摄影胶片记录。这样抽取的清晰像基本上可恢复其光学孔径的衍射极限。

B 辻内顺平的飞点扫描系统:

为了完善在非相干光中被空间去卷积方法所提供的可能性的解释, 我们对图 4-27 所示的方法给予较详细地说明。一般地, 在非相干光中的空间滤频去掉卷积是在具有等于 $T(u, v)$ 的传递函数的系统中进行的。然而在稍变模糊了的图片的特殊情况中, $T(u, v)$ 是表示在图

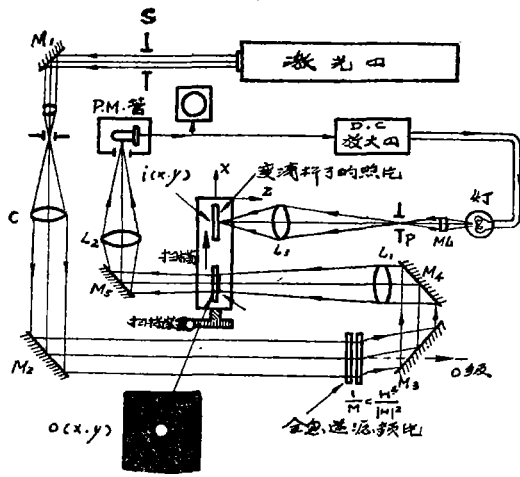


图 4—26 空间域激光扫描使像变清晰装置，在图中： $o(x, y)$ = 严重变模糊了的像点； $i(x, y)$ = 变清晰的像点；

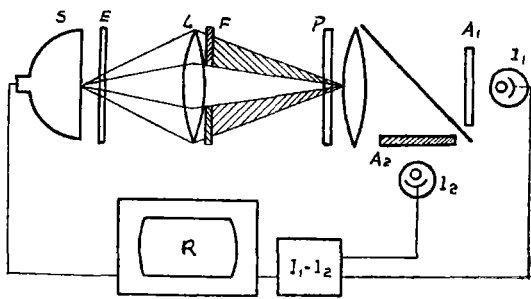


图 4—27 非相干空间滤频系统

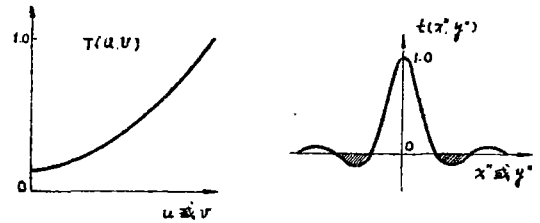


图 4—28 为稍微变模糊的图片的高通滤频片和它的付里叶变换 $t(x'', y'')$

4—28a 中的高带通滤频片。它的付里叶变换，也就是系统的冲量响应 $t(x'', y'')$ 具有负的部分，如图 4—28 b 所示。这个具有负的强度的部分不可能用普通的非相干成像系统来实现。但是可用下面的方法实现。

辻内顺平应用了一个飞点扫描系统，如图 4—27 所示。借助于透镜 L_1 的帮助，阴极射线管的屏被成像到模糊的透明片上。通过透明片的光束被两个光电倍增管 I_1 和 I_2 记录，这两个倍增管给出对应于通过 P 的两束光的两个信号。其次偏振器 E 被放在透镜 L 和阴极射线管之间，并且检偏振器 A_1 和 A_2 各自处在 I_1 和 I_2 的前边。如果 A_1 和 A_2 的两个轴是彼此正交的，并且 A_1 的轴平行于 E ， F 的轴与 E 成 45° ，并且如果透镜 L 是稍微离焦的，那么在 P 上的扫描点被以这样的方式形成中心部分和边缘部分，使它的光束的中心部分被 I_1 所记录，其边缘部分（图 4—28 的阴影部分）被 I_2 所记录。如果信号以这样的方式相减，使接收器接收的信号为 $I_1 - I_2$ （同由 S 来的同前信号一起），那么我们确实可获得带有负的强度的冲量响应函数 $t(x'', y'')$ 。 $t(x'', y'')$ 的形状可用 L 的离焦量和 I_1 与 I_2 的增益来控制。其实验结果表示在图 4—29 中。

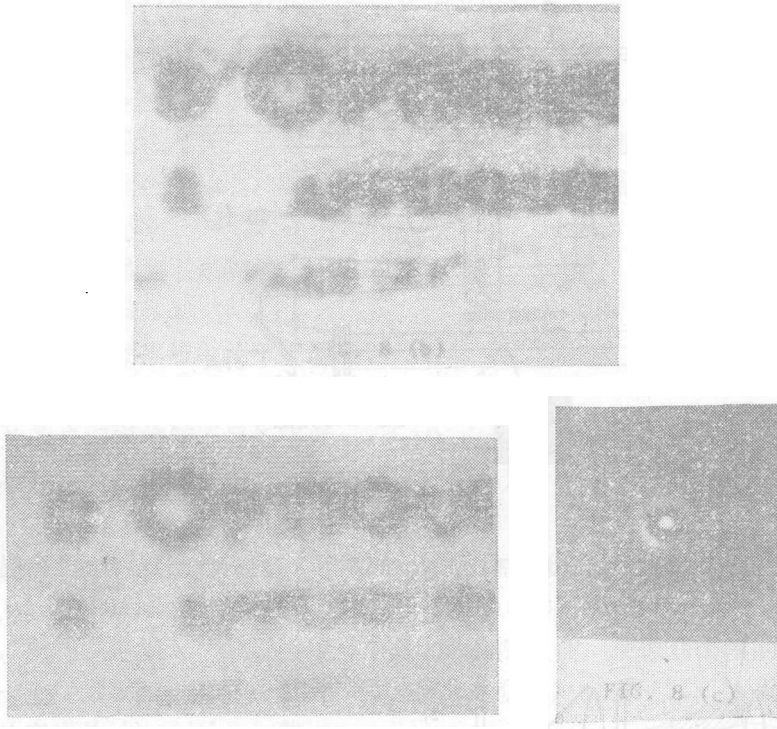


图 4—29

3. 数字计算机处理

用电子计算机处理图像至今已经在成像技术和信息处理中占有重要地位。在这方面的背景看来依赖于大的计算机的发展和空间科学的需求。最近,在很多方面,例如在医学探索,电子显微镜,相干光学处理,图象的实时处理等方面已经需要数字计算机处理了。

我们都知道,光学系统起着二维模拟计算机的作用。相干或非相干光学信息处理主要就是借助于这个概念来加以解释的。而空间滤频片、像的恢复和全息照相等就是一些典型的例子。在图像处理方面,用普通的光学技术有如下的优点:1)整个输入图像同时以并行的方式被处理,信号的探测和存储可同时获得;2)存储和处理的信息量相当大;3)由于透镜具有付里叶变换性质,如果在透镜的前焦面放置图片,则在透镜的后焦面中会自动地得到它的付里叶变换;4)光学信号以二维的方式被处理。因此处理的速度非常快,光的速度就是它的理论速度。然而,事物都是一分为二的,光学信息处理技术也具有一些不可避免的缺点,由于它是模拟性的,它处理的精度就不会很高,亮度的精确控制也是比较困难的。复杂的复数滤频片制作起来也不那么容易。尽管自从1964年以来出现了全息滤频片^[18],为复数滤频片的制作开辟了新的途径,但制作起来仍感困难。另外,由于光学处理的模拟性,因此要使模糊的像恢复到衍射极限,这在实际上几乎是不可能的。上述缺点,借助于电子学,特别是电子计算机的帮助,在很大程度上会得到克服。

通过把数字计算机应用于图象处理所获得的优点是具有大的灵活性和高的精确度。看来,在数字计算机的图象处理中还存在着一些问题,这些问题可通过普通的光学技术,电子学技术和数字计算机组合使用以求得解决。若这样,它们之间彼此取长补短,当然是令人所期

望的。虽然还存在发展其它技术的可能性，但至今没有这样做。如果一个光学系统所起的模拟计算机的作用被数字计算机所替代的话，那么在不使用实在的光学系统的情况下，用数字计算机来处理光学信息，这在今天已经成为现实。本质上，一张图片是由与位置，亮度和色调有关的两维模拟信号所构成的。然而，用数字计算机来处理它时，最后输出的是数字值，因此，必须把这些数字值转换成两维模拟信号，也就是说，转换成连续色调的图像。这可用称之为网络描绘仪 (halftone plotter) 的阴极射线管 (CRT) 显示出来。这个描绘仪使数字计算机的数字数据在 CRT 上被显示为二维图像。网络描绘仪是一个具有三个参数的 (X, Y, Z) CRT 显示系统^[36]，它是用于描绘点列图的装置的改型，该描绘仪使光束偏折可以控制到 2^{12} 个不连续地水平和垂直位置，而各个点的亮度可以被显示为 2^8 个不连续程度。它处理的速度大约为每秒 20 个点，它的位置精度大约为全画幅的 0.5%，因此它一般地满足了显示图象的要求。

如果把目标分为 N 个单元，计算每个单元的付里叶变换，则需要计算 N^2 次复数相乘和相加。因此计算量相当大，此时，只有大的计算机才能承担此任，然而用新的计算方法（例如快速付里叶变换方法）来减少付里叶变换的计算时间可以大大地减轻这方面的困难。再加上对图片的单元进行合理的划分和排列，可把运算次数减至 $2N \log_2 N$ ，运算时间可减至六百分之一，也就是说，以前用一天完成的计算，现在用一分钟就可以了。用这种方法可以很快地计算出目标的付里叶谱，卷积积分，匹配相关等。这样一来，用中等的计算机就可以承担这个任务了。

数字计算机处理的一些概念：表明在图 4—30 a 的成像系统可以归结为图 4—30 b 所示的相应的光学系统，在这里，可以把它描述为两步成像。第一步是：如果带有复数振幅的目标 $O(x, y)$ 放在无像差透镜 L_1 的前焦面上，并且用准直相干光来照明这个目标，那么该目标的谱 $O(u, v)$ 被显示在透镜 L_1 的后焦面 S 中，也就是说

$$O(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} O(x, y) \exp[-2\pi j(ux + vy)] dx dy \quad (4-45)$$

式中 u, v 各自为空间频率。第二步是：如果显示出目标谱的透镜 L_1 的后焦面 S 恰好和无像差透镜 L_2 的前焦面重合，那么在透镜 L_2 的后焦面中的最后的光分布 $i(x', y')$ 被描述为谱 $O(u, v)$ 的逆付里叶变换

$$i(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} O(u, v) \exp[2\pi j(x'u + y'v)] dudv \quad (4-46)$$

由方程 (4—45) 和 (4—46) 可知，像 $i(x', y')$ 可以看作是 $O(x, y)$ 的连续二次付里叶变换的结果。而每个光学系统的作用都是完成输入信号的二维付里叶变换。这个作用也可以用数字计算机的运算

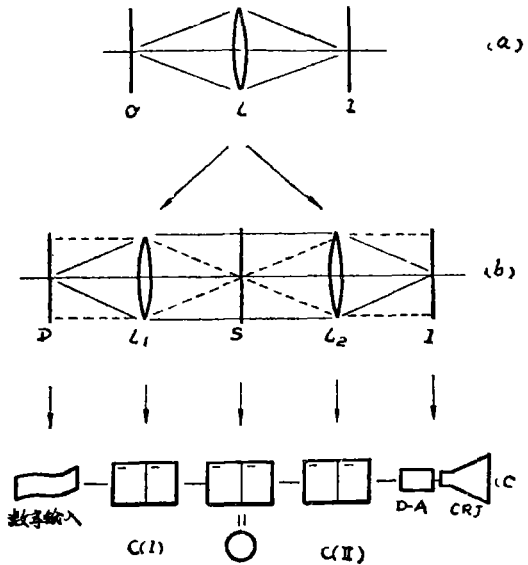


图 4—30 成像系统，相干光学系统，和相应的计算机处理系统

来代替。在这种情况下，被数字计算机承担起来的作用仅仅是计算出与方程(4-45)和(4-46)相对应的 $O(x, y)$ 和 $O(u, v)$ 的不连续的付里叶变换，它表示为

$$O(u, v) = \frac{1}{N^2} \sum_n \sum_m O(n, m) \exp \left[-\frac{2\pi j}{N} (un + vm) \right] \quad (4-47)$$

$$\text{或者 } i(x', y') = \frac{1}{N^2} \sum_n \sum_m O(n, m) \exp \left[-\frac{2\pi j}{N} (x'n + y'm) \right] \quad (4-48)$$

式中 N 为总的单元个数， n, m 为单元的序列。数字计算机处理的方框图表示在图4-30c中，它和图4-30b的相干成像系统相对应。

我们可以很容易地用快速付里叶变换($F.F.T$)方法来计算方程(4-47)和(4-48)的不连续的付里叶变换。用这种方法计算出来的数字数据可以在网络描绘仪的 CRT 上被显示为各断续点的连续色调图象。因此可以说，这些被显示的图象等价于被实际的光学系统在特定的区域内给出的光学信息。

数字计算机的空间滤频：相干光学模拟处理系统能够在所谓的频谱面 S 中(图4-30b)修改光学频率。如果一个具有复数透过为 $F(u, v)$ 的空间滤频片被放在这个平面中，那么由这个平面出来的复数分布为乘积 $O(u, v) F(u, v)$ 。因此在像面 I 中所形成的最后像为

$$i(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} O(u, v) F(u, v) \exp \left[-2\pi j(u'x' + v'y') \right] du dv \quad (4-49)$$

在空间频率域中，上式可写为

$$I(u, v) = O(u, v) F(u, v) \quad (4-50)$$

借助于方程(4-49)和(4-50)的帮助，可以用数字计算机来完成空间滤频。用数字计算机进行空间滤频的优点之一是克服了包含在实际的相干光学系统中的技术困难(比如安装误差和摄影时引起的质量降低等)。另一个优点在于：数字计算机所具有的大的灵活性和它的高精度使它能完成精确滤频，即使所需要的空间滤频片是十分复杂的。尤其是它可以使振幅分量和相位分量分别储存，从而可以精确地控制相位，这是普通的相干光学技术无法实现的。

数字计算机空间滤频的程序如下：把图片上各个采样点的数字化了的输入数据提供给计算机，这可用扫描的方法实现；而后由计算机作出每个采样点数据的付里叶变换 $O(u, v)$ ，并把它们储存于磁带中，付里叶谱的实数部分和虚数部分分别加以储存；再把谱 $O(u, v)$ 的数据取出，且与滤频片函数 $F(u, v)$ 在相对应的频率处相乘，其乘积 $O(u, v) F(u, v)$ 可在数字计算机中获得高精度，而不会引起任何误差；然后对乘积 $O(u, v) F(u, v)$ 作快速付里叶变换。最后得出的数据 $i(x', y')$ 被显示在网络描绘仪的 CRT 上，如果需要的话，可以把 CRT 上的图象拍摄下来。

Ⅲ 实时处理

对于事后处理，需要制备滤频片，通常，滤频片以模拟的方式被制备，并且用机械的方法嵌入到光学信息处理器的适当平面中。这个技术虽然在实验室中可以产生令人满意的效果，但必须非常仔细而又非常耗费时间的操作，以保证滤频片具有合理的尺寸和恰当的排列，然而，随着待处理的光学信息量的迅速增加，对实时处理的要求日益迫切。虽然在原理

上这个问题并没有提出不可逾越的障碍，但是实时处理技术的发展和必须等待材料和一些工程问题的解决。这里只介绍一下实时处理的若干概念^[37]。

电光学滤频片

对于实时处理，重要的是具有一个滤频片，它用物理的手段影响光的振幅和位相，这可用电子学方法来控制，可以应用电—光学装置，磁—光学装置和声—光学装置，声—光学装置本质上是一维的，声柱 (column) 以一维的方式有效的调制通过它的光束的相位。为了完成二维滤频，必须应用一堆声柱，虽然在声堆的方向的分辨力显著的低于另一方向的分辨力，但它是有一些应用的，例如由相位阵列雷达来的信号的处理^[38]，磁—光学滤频片不像电—光学滤频片那样容易控制。

用电学方法来控制的电光学装置表示在图 4—31 中，这个装置由阴极射线管 (CRT) 所组成，它的靶面是一个由像 KDP 或 $LiNbO_3$ 之类的电—光学晶体所构成的，在它的一边带有抗反射膜和尽可能透明的导体，在它面对电子枪的一边带有介电平面镜和适当的电导率的半导体。处在该滤频片上的变化的图象在晶体中以双折射的方式引起相应的多种图象。这个电—光学空间滤频片既可对入射的平面偏振光束的相位起作用，又可对振幅起作用。这样一来，如果入射光的偏振平面沿着晶体的折射率椭球的一个轴，那么由滤频片反射的光将仍然是平面偏振的，但是相对于变化的图象（在晶体中被感应的折射率中）和相对于处在滤频片上的电荷的图象来说，将会有相位调制。反之，如果入射光的偏振面处在折射率椭球的不等轴之间，那么由滤频片反射的光将是椭圆偏振的。这样一来，通过检偏器之后，反射的光束相对于处在晶体上的电荷图象将会有振幅调制。

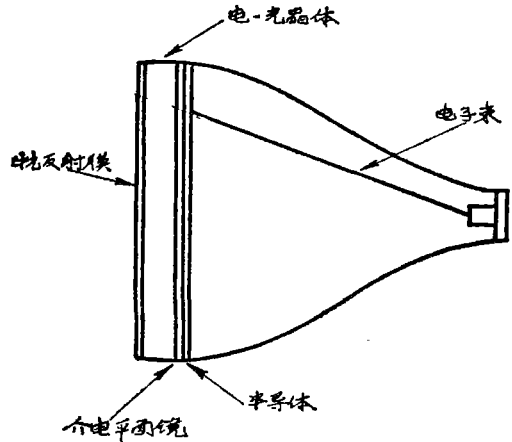


图 4—31 电子束控制的空间滤频的方案

图 4—32 (a) 表示在一个被折迭的基本处理器内的电光学空间滤频片。此装置的缺点

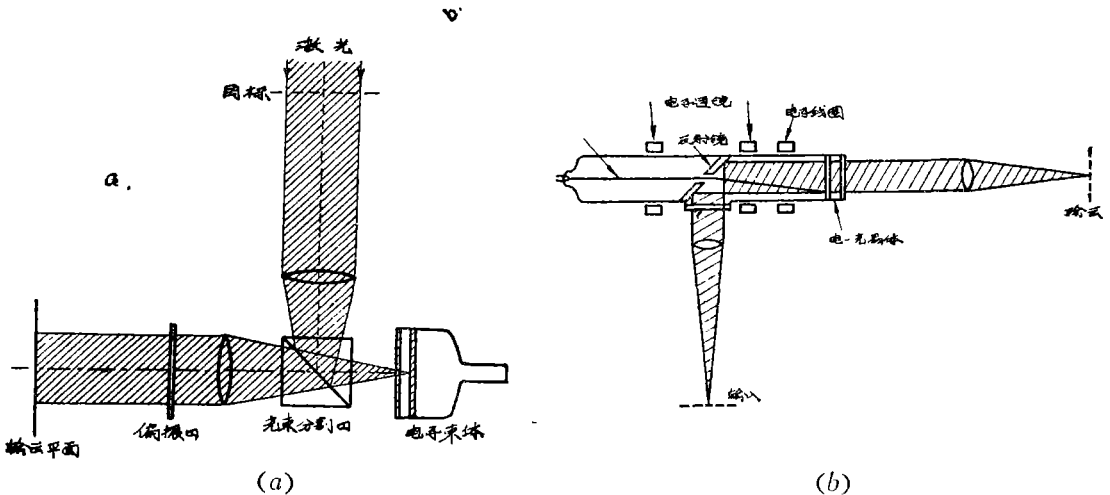


图 4—32 电—光学信息处理器及其改型

是：入射到光束分离器上的光的75%在所有其它损失发生之前就损失掉了。采用图4-32(b)所示的装置就可克服光能损失大的缺点。

另外，对于一些应用，特别是当待处理的目标具有低对比，或者只有很低的功率可利用时，积极的处理(Reactive processing)，也就是在激光谐振腔内的处理就变得有吸引力了。由于激光所固有的非线性和在腔内的可利用的大的能量密度，因而可以十分有效的用它。

像的转换：在实时处理中，如果目标是真实的景物，或者不可能用普通的相干光来照明它，那么为了进行实时处理，就必须应用转换装置，把非相干光形成的像转换成相干光形成的像。

这种装置之一依赖于光电导，它表示在图4-33中，待处理的非相干照明的目标被成像到电-光学多层结构中，该多层结构被电晕放电(Corona discharge)所充电。被充电的表面是沉积在介电平面镜上的光导体，而这个介电平面镜处在电-光晶体上，晶体的另一边(相干光入射的那一边)涂以透明导体。

和取决于入射相干光束的偏振方向的电-光学空间滤频片一样，离开多层结构的光或者相位被调制，或者振幅被调制。这种调制响应于穿过晶体的场分布，该场分布既与电荷分布有关，也和晶体上的像有关。而后这个相干像就可用前面所描述的装置进行了。另一种转换装置依赖于光发射。

应该指出的是，虽然这些用于实时处理的装置及主要器件是可行的，但在今天并没有成为产品，其主要原因在材料方面，要制作重复性很好的，具有均匀特性和高质量的晶体和膜层必须付出高昂的代价，如果这些问题得以解决，并且应用了使成本降低的新工艺，那么这种实时光学处理的潜在能力就会成为现实。

IV 空间滤频片的制作

在相干光学信息处理中，使模糊的像变清晰所遇到的主要问题之一是所需要的滤频片的制作。目前已经使用和正在使用的空间滤频片种类很多，例如从结构上看，有二元滤频片，振幅滤频片，相位滤频片，复数滤频片等；从用途上看，有梯度相关滤频片，最佳匹配滤频片，逆滤频片，微分滤频片。滤频片的制作通常是一项很繁琐的工作。日本的辻内顺平于1958年用真空镀膜的方法做出了使像变清晰的滤频片的相位部分^[11]。赫拉德(Holladay)和加拉梯恩(Gallatin)通过应用带有偏振光的Vectograph膜而构成了所需要的传递函数的负部分^[23]。A. 万道朗特(Vander Iecgt)于1964年用全息照相方法制成了最佳匹配滤频片^[17]。而为一般的复数滤频片的制作开辟了新的途径。而后G. W. 斯特罗柯等人于1967年用全息照相方法作出了逆滤频片^[18]。与此同时，B. R. 布鲁恩(Brown)和A. W. 拉赫曼(Lohmann)在1966年用计算机做出二元复数滤频片^{[39][40]}。后来，J. P. 凯尔柯(Kirk)和A. L. 约尼斯(Jones)提出用控制相位的方法来制作复数滤频片^[41]。S. K. 约(Yao)

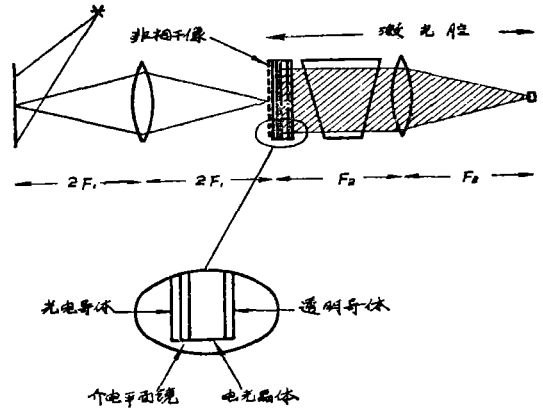


图4-33 依靠光电导完成的由非相干光到相干光的转换器

和S. H. 李(Lee)等人又提出用多次曝光构成组合光栅的方法来制作滤频片^[42]。

1. 真空镀膜方法

在一般情况下，复数滤频片是用全息照相方法制作的，但是对于若干种特殊情况，滤频片可按照首先被辻内顺平所描述的用真空镀膜方法来制作它的相位部分，再用其它方法制作其振幅部分，而后组合起来。

对于稍模糊的像，以及对于带有不严重的噪音的像，一般仅用振幅滤频片就可以了。然而在较为复杂的情况，必须使振幅滤频片和相位滤频片组合使用才能达到显著效果。振幅滤频片可用普通照相的方法来制备，即拍摄这样的目标，该目标具有正比于应用在模糊了的摄影片记录中的系统的传递函数的强度分布。滤频片的相位部分通过在玻璃基板上镀以半波长厚度的氟化镁(MgF)膜层的方法来实现，它引进 π 的相位变化。把用上述方法制备的振幅滤频片和相位滤频片小心地排列起来，使它们彼此靠的很近，两个滤频片的中心要尽可能的重合。并且在它们之间应该使用浸渍液体层（要注意，膜层面应朝外），以避免振幅滤频片由于厚度不匀等因素而引进的不期望的位相迟滞。对于每一个不同的传递函数，必须制备一个新的滤频片，这给实际应用造成麻烦。为此辻内顺平引进了一个可变的频率排列^[44]，这个装置可以很方便的改变付里叶频谱的放大率，同时使最后的像的大小仍然保持不变。

2. 全息照相方法

(1) A, 万道朗特的全息最佳滤频片

我们知道，在信号探测中，使峰值信号能量同均方能量之比为最大的最佳滤频片由下式给出

$$p(u, v) = \frac{kS^*(u, v)}{N(u, v)} \quad (4-51)$$

式中 $S^*(u, v)$ 是信号谱的复数共轭， $N(u, v)$ 是背景噪音的谱密度。 k 是对于被动的(passive)空间滤频片来说，所选择的使 $|P(u, v)| < 1$ 的一个常数。当 $N(u, v) = \text{常数}$ 时，上式导致了匹配滤频片。

由于 $P(u, v)$ 的分母是一个非负的实函数，因此 $1/N(u, v)$ 可在摄影胶片上实现。图4-34表明胶片的典型特性曲线（即 $H-D$ 曲线）。在其线性区域中有下面的关系式

$$D_n = \gamma_n (\log E_n - \log E_0) \quad (4-52)$$

式中 γ_n 是直线的斜率，也称伽玛值。 E_n 是曝光。 E_0 是线性部分的截点， D_n 是密度。脚注 n 指的是负透明片。

由于相干系统是对胶片的振幅透过的运算，而不是强度的运算，因此需要使胶片的光强分布和振幅透过成比例关系，为此我们应用关系式 $T =$

$\exp \left[-\frac{D}{2} \right]$ ，并把它代入(4-52)中，得出

$$T = CE_n^{-\gamma_n/2} \quad (4-53)$$

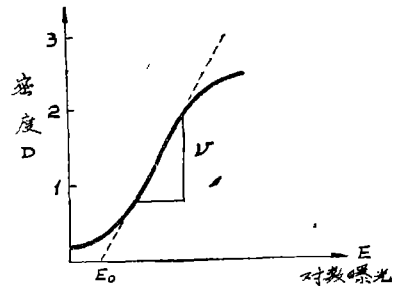


图4-34 胶片的典型特性曲线

如果我们使 E_n 同 $N(u, v)$ 成比例, 就必须选择 $\gamma_n = 2$, 这样就实现了 $P(u, v)$ 的分母部分。

公式 (4-51) 的分子一般为复数, 普通的照相方法只能记录光强度分布, 相位部分消失了, 要想获得相位部分, 必须采用全息照相的方法。A. 万道朗特采用 Mach-Zehuder 干涉仪改型来实现 $S^*(u, v)$ 的记录, 如图 4-35 所示。信号 $S(x, y)$ 和球面透镜 L_1 被嵌入干涉仪的一个光束中, 这样在 L_1 的后焦面上会出现 $S(x, y)$ 的付里叶频谱。另一个光束为参考光束。最后在透镜 L_1 的后焦面中所观察到的输出为:

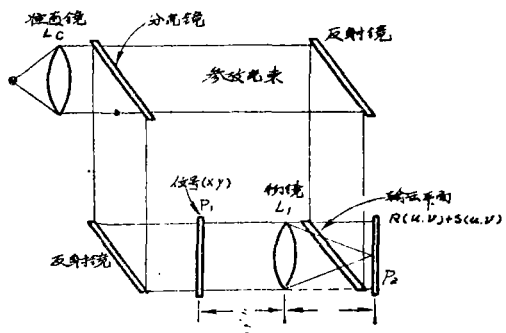


图 4-35 修改了的 Mach-Zehuder 干涉仪

另一个光束为参考光束。

$$G(u, v) = |R(u, v) + S(u, v)|^2 = |R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 + R^*(u, v)S(u, v) + R(u, v)S^*(u, v)$$

式中 $R(u, v) = |R(u, v)| \exp[j\phi(u, v)]$ 表示参考光束, $S(u, v) = |S(u, v)| \exp[j\theta(u, v)]$ 是信号的谱。我们可以把 (4-54) 重写为

$$G(u, v) = |R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 + 2 \operatorname{Re}[R(u, v)S^*(u, v)] = |R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 + 2 |R(u, v)| |S(u, v)| \cos[\phi(u, v) - \theta(u, v)] \quad (4-55)$$

由此可见, $S^*(u, v)$ 的信息包含在 $G(u, v)$ 中。我们这样来曝光胶片, 使它的透过同 $G(u, v)$ 成正比。如果这个胶片同前面已经实现了 $1/N(u, v)$ 的胶片组合使用的话, 则组合透过为

$$\frac{G(u, v)}{N(u, v)} = \frac{|R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2}{N(u, v)} + \frac{R^*(u, v)S(u, v)}{N(u, v)} + \frac{R(u, v)S^*(u, v)}{N(u, v)} \quad (4-56)$$

对于参考光束 $R(u, v)$, 我们是控制的。假定我们要求 $|R(u, v)|$ 等于一个常数 k , 并且 $\phi(u, v)$ 在 (u, v) 中是线性的, 即 $\phi(u, v) = bu + cv$, 那么有

$$\frac{G(u, v)}{N(u, v)} = A(u, v) + P^*(u, v) \exp[-j(bu + cv)] + P(u, v) \exp[j(bu + cv)] \quad (4-57)$$

式中 $A = \frac{|R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2}{N(u, v)}$;

$$P(u, v) = \frac{k S^*(u, v)}{N(u, v)}$$

并且 b 和 c 为常数。

这样一来, 公式 (4-57) 中的第三项表达了所期望的滤频片函数乘以线性相位因子。下面的问题就是如何把这项同其它项区别开来。实现这一点并不困难, 把 (4-57) 式表达的滤频片嵌入到图 4-35 所示的相干光学处理系统的 p_2 平面中, 就可在透镜 L_2 的后焦面处把这三项分开, 在 L_2 的后焦面中是 $F(u, v) \frac{G(u, v)}{N(u, v)}$ 的逆付里叶变换。

在空间频率域中，上式可写为

$$G_2(u, v) = G_1(u, v)H(u, v) \quad (4-61)$$

如果我们制作一个滤频片 $T(u, v)$ ，使它等于 $1/H(u, v)$ ，而后把它放到相干光学处理器的滤频面中，修改目标函数的频谱

$$G_2(u, v) \cdot H^{-1}(u, v) = G_1(u, v) \quad (4-62)$$

再经过一次付里叶变换之后，就得到了原目标的像，实现了像质改善的光学处理。剩下的问题就是如何做出这种逆滤频片。斯特罗柯用分层结构来实现它， $H^{-1}(u, v)$ 可写为

$$H^{-1}(u, v) = \frac{H^*(u, v)}{|H(u, v)|^2} \quad (4-63)$$

我们可分别实现上式的分子和分母，分母是非负的实数，可在摄影胶片上制作，由胶片的特性曲线知道，曝光后的透过率为

$$T_r = [|H|^2]^{-\gamma_n/2} \quad (4-64)$$

如果我们选择 $\gamma_n = 2$ 的胶片，则上式变为

$$T_r = [|H|^2]^{-1} = \frac{1}{|H|^2} \quad (4-65)$$

这样就实现了(4-63)式的分母。

公式(4-63)的分子一般为复数，有相位分量，必须用全息照相的方法才能获得。如果我们知道使像变模糊的系统的 $h(x, y)$ ，那么用参考光束 $R(u, v)$ 来照明 $h(x, y)$ 的付里叶谱 $H(u, v)$ ，就会构成全息图

$$\begin{aligned} I(u, v) &= (R + H)(R + H)^* = |R|^2 + |H|^2 + RH^* + R^*H \\ &= |R|^2 \left[1 + \frac{|H|^2}{|R|^2} + \frac{H}{R} + \frac{H^*}{R^*} \right] \end{aligned} \quad (4-66)$$

另外，胶片透过 T_r 和 I 有下面的关系

$$T_r = I(u, v)^{-\gamma_n/2} \quad (4-67)$$

令 $\varepsilon = \frac{|H|^2}{|R|^2} + \frac{H}{R} + \frac{H^*}{R^*}$ 则(4-66)变为

$$T_r = [|R|^2 + (1 + \varepsilon)]^{-\gamma_n/2} \quad (4-68)$$

如果 $|R|^2 \gg |H|^2$ (当 $|R|^2 > 5|H|^2$ 时，就可认为满足此条件)，那么(4-68)式中 ε 可视为小量，对(4-68)进行二项式展开并取前二项，得出

$$T_r = |R|^{-\gamma_n} \left\{ 1 - \frac{\gamma_n}{2} \left[\frac{|H|^2}{|R|^2} + \frac{H}{R} + \frac{H^*}{R^*} \right] \right\} \quad (4-69)$$

也就是说

$$\begin{aligned} T_r &= |R|^{-\gamma_n} \left[|R|^2 - \frac{\gamma_n}{2} |H|^2 \right] - \frac{\gamma_n}{2} |R|^{-\gamma_n-2} [HR^*] \\ &\quad - \frac{\gamma_n}{2} |R|^{-\gamma_n-2} [H^*R] \end{aligned} \quad (4-70)$$

由公式(4-70)知，全息图中包含了(4-63)式的分子。如果我们适当的选择参考波，例如振幅为单位1的平面波，则上式变为

$$T_r = [1 - \frac{\nu_N}{2} |H|^2] - \frac{\nu_N}{2} [HR^*] - \frac{\nu_N}{2} [H^*R]$$

这样一来，如果把此全息图同在胶片上做成的 $\frac{1}{|H|^2}$ 组合起来，组成所谓的分层结构，做成了所要求的逆滤频片。

3) 增加底片动态范围的一种方法。

普通摄影胶片的密度值为 2 左右，很少有超过 4 的胶片。这样，它的动态范围不能满足滤频片的宽广的动态范围的要求。为了解决这个问题，J. W. 固德曼最近提出一种用调制光栅来增加滤频片的动态范围的方法^[46]。

借助于图 4—37 和 4—38 的帮助，我们来说明这种方法。图 4—37 是制作滤频片的装置。目标光束被由透镜 LF_1 和透镜 LC_1 所组成的光束扩展器所准直和扩展，它照亮了放在物面 OP 中的透明片。该透明片同透射光栅接触。这个透明片的振幅透过以和模糊照片的扩散函数 h 成比例的方式变化。焦距为 f 的透镜 L_1 距离物面 OP 为 f ，距离滤频片平面的距离也为 f ，因此在滤频片平面中会出现透明片和光栅的付里叶变换。对应于调制光栅的各种衍射级，透明片函数的谱出现在滤频片平面中的一系列等间隔的孤立的谱中。通过每一个孤立谱的振幅分布以同扩散函数的付里叶变换成比例的方式变化。而各个不同的孤立谱的振幅透过正比于光栅振幅透过的付里叶系数。

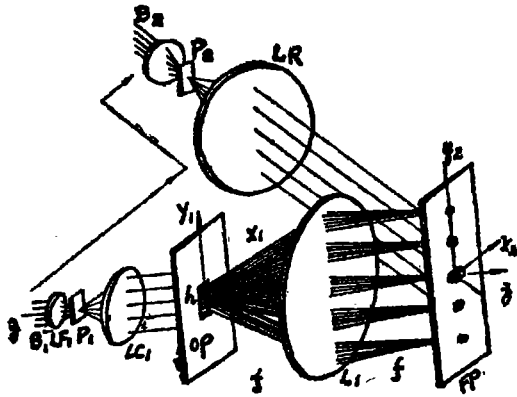


图 4—37

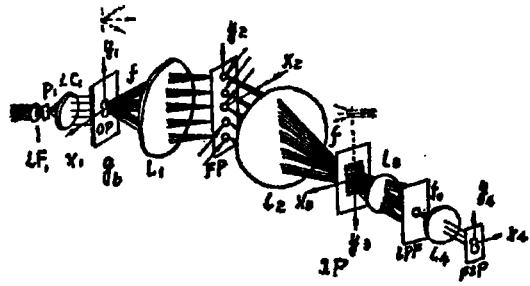


图 4—38

用于全息记录的参考光束平行于 x_2, z 平面，并且同 x_2, y_2 平面构成 $\pi/2 - \theta$ 角度，此参考光束由 B_2 提供 (B_2 由 B_1 分出)，由透镜 L_r 出来的光束为平行光束。

如果所要求的滤频片是全息滤频片和衰减滤频片的组合，那么在制作衰减滤频片时，只要挡住图 4—37 的参考光束就可以了。这样就仅允许目标光束的辐射 (仍然用光栅调制) 被记录在胶片平面中。而全息滤频片通过使参考光束同目标光束相干涉而被记录下来。

像的处理装置表示在图 4—38 中，该装置用了制作滤频片的装置的一部分。目标平面 OP 用准直相干光照明，调制光栅与模糊的照片重合。模糊的照片的振幅透过 g_0 被光栅所调制，以便在滤频平面 FP 中形成一系列孤立的谱，每一个孤立的谱都具有同模糊的照片的谱 G_0 成比例的振幅。这些孤立的谱通过滤频片的对应的孤立谱。第二个付里叶变换透镜 L_2 在像平面 IP 中形成一个变清晰了的像，但这时的像仍然带有光栅结构。借助于和第一个光栅相同的另一个光栅的帮助 (该光栅放在像平面中) 可移去像中的光栅结构。为此我们再在像面 IP 后面加一套辅助的光学系统，该系统由透镜 L_3, L_4 和低带通滤频片 LPF 所组成。在透镜 L_3

的频谱面中放置低带滤波频片, 仅允许孤立谱的另级到达最后像面 F_{1p} , 由于像的信息包含在每一个孤立的谱中, 因此, 这样一来, 既消除了光栅结构, 又使模糊的像变清晰了。

通过在制作滤频片和对像的处理过程中应用了调制光栅, 对于衰减滤频片和全息滤频片来说, 不同的孤立谱的曝光是不同的, 这样一来每一个孤立的谱都落在记录介质的非线性特性的不同区域中。因此适当的选择光栅结构, 可获得十分接近的 $H^{-1}(u, v)$ 逆滤频片, 即使应用具有很有限的动态范围的记录介质也罢。

3, 用多次曝光方法制作滤频片

在理想成像情况中, 我们可以把点扩散函数 (PSF) 近似为 δ 函数。由图 4-39 可看到, 被多次曝光了的像的点扩散函数是一组 δ 函数 (如图 4-39 a 所示), 具有像移的像的点扩散函数是一矩形函数 (图 4-39 b), 而对于严重的离焦的像的点扩散函数是两个矩形函数的乘积 (图 4-39 c)。

首先让我们考虑因 N 次曝光而使像降低的简单情况, 在这些曝光中间, 目标函数相对于记录介质位移一个距离 Δ , 此时被降低的像 g_2 可表达为

$$g_2 = g \otimes h_1 \quad (4-71)$$

$$\text{式中} \quad h_1 = \sum_{n=0}^N \alpha_n \delta(x - n\Delta) \quad (4-72)$$

α_n 是对应于第 n 次曝光的强度。我们的目的是合成一个由一组 δ 函数组成的处理函数 P , 当这个处理函数同方程 (4-71) 的 $g_2(x, y)$ 卷积时, 则像函数 $g_1(x, y)$ 可在有意义的区域内被恢复, 我们设:

$$P(x, y) = \sum_{m=0}^M b_m \delta(x - m\Delta)$$

这里 b_m 可为任意值 (正的, 负的, 或者零)。方程 (4-71) 的 $g_2(x, y)$ 同方程 (4-73) 的 $P(x, y)$ 卷积为

$$g_2(x, y) \otimes P(x, y) = g_1 \otimes h_1 \otimes P = g_1 \otimes \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M \alpha_n b_m [x - (u + m)\Delta] \quad (4-74)$$

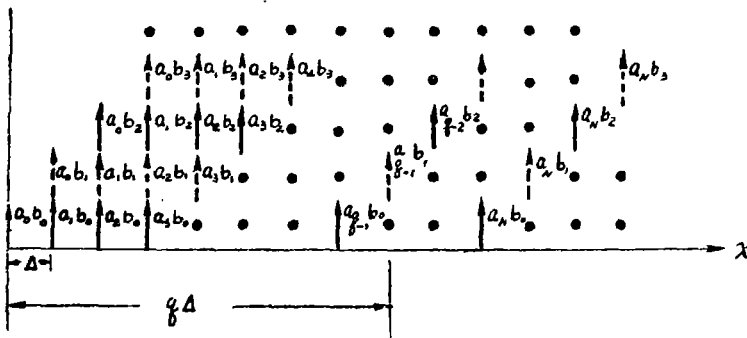


图 4-40 $h_1(x, y)$ 和 $p(x, y)$ 的关系, $h_1(x, y)$ 是 N 次曝光的一个像, $P(x, y)$ 是一组 δ 函数

$h_1 \otimes P$ 的关系在图 4—40 中说明, 这里, 在第 m 行中, 我们有同模糊的函数 h_1 相关联的 $P(x, y)$ 的第 m 个 δ 函数。由图可知, 在 $|x| < (q/2)\Delta$ 的范围内, 使 $g_2 \otimes P = g_1$ 的条件要求在这个图中的各个列的总和为

$$\begin{aligned} a_0 b_0 &= 1 \\ a_1 b_0 + a_0 b_1 &= 0 \\ a_2 b_0 + a_1 b_1 + a_0 b_2 &= 0 \\ &\vdots \\ a_{q-1} b_0 + a_{q-2} b_1 + \dots + a_0 b_{q-1} &= 0 \end{aligned} \quad (4-75)$$

这组方程允许我们确定处理函数 $P(x, y)$, 或者确定方程 (4—73) 的系数。我们可把方程 (4—75) 写成矩阵形式

$$\mathbf{A}\mathbf{b} = \mathbf{C} \quad (4-76)$$

式中

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_0 & 0 & \dots & 0 \\ a_1 & a_0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{q-1} & a_{q-2} & \dots & 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{b} = \begin{pmatrix} b_0 \\ b_1 \\ \vdots \\ b_{q-2} \\ b_{q-1} \end{pmatrix} \quad \mathbf{C} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

由于矩阵 \mathbf{A} 和矢量 \mathbf{C} 是已知的, \mathbf{b} 可以很容易地用矩阵倒置 $\mathbf{b} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{C}$ 来确定。作为一个例子, 我们考虑由于照相机失灵而使记录的像被曝光四次的情况。在曝光中间, 目标和胶片之间有 Δ 的相对位移。如果四次曝光是相等的, 那么方程 (4—71) 的 $h_1(x, y)$ 变成图 4—41 a 中所示的函数。并且方程 (4—76) 的矩阵 \mathbf{A} 变为

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

其次, 如果 $g_1(x, y)$ 至少在宽度为 4Δ 范围内由 $g_2(x, y)$ 中被恢复, 那么 \mathbf{C} 变为

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

根据矩阵倒置可解出矢量 \mathbf{b}

$$\mathbf{b} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

b 的解导致了图 4-41 b 中的处理函数 $p_1(x, y)$ 。为了对这个例子提供更好地物理上的理解，我们作出卷积运算 $(h_1 \otimes p_1)$ 和 $(g_1 \otimes h_1 \otimes p_1)$ 它们画在图 4-41 c 和 d 中。很明显，沿着变模糊的方向，在 4Δ 范围内像被恢复了。

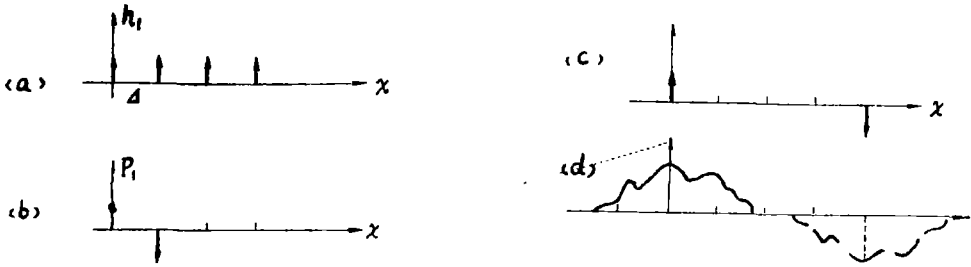


图 4-41

(a) 对四次曝光 ($N=4$) 的像的 PSF , (b) 由矩阵公式合成的处理函数 (对于沿 x 方向直到 4Δ 尺寸的像的恢复), (c) h_1 同 p_1 相关结果, (d) 处理结果 $(g_1(x, y) \otimes p_1(x, y))$

对于像移情况，其处理方法与多次曝光相似，但是这时候在理论上 h 和 p 均变为无限多个，这时 h 和 p 的卷积要变为无限多个积分方程，此时就要求选择恰当的间隔 Δ ，用较少的积分方程来尽量满足像移函数的要求^[42]。

为了得出如方程 (4-73) 所描述的冲量响应的空间滤频片，存在若干种可能的方法。一种方法是以二元的形式制作它们^{[39][40]}，另一种方法是仅仅相位的形式^[41]，第三种方法是 O. P. 捷波罗诺沃斯克 (Jablonski) 和 S. H. 李 (Lee) 等人所使用的简单的多次曝光方法^{[42][43]}。每次曝光都要恰当地进行，以便为每一个 δ 函数提供正确的振幅和相位。在所有情况中，最后的滤频片仅仅是一系列带有变化的空间频率的光栅而已。

图 4-42 描述了用来制作滤频片的光学装置，通过 L_r 的光用作为固定的参考光束，而所期望的 δ 函数被透镜 L_0 的焦点所近似。 L_0 相对于 L_r 的位置取决于待合成的冲量响应。例如，如果我们想合成图 4-41 b 的 p_1 ，那么对于第一次曝光， L_0 应处在离开 L_r 的距离为 d 处，而对于第二次曝光，应处于 $(d + \Delta)$ 处。一般地，曝光时间确定了 δ 函数的模 $|b_m|$ 。至于同 δ 函数相关联的相位 (或者说正负号)，有几种实现的方法。例如，如果对于第 m 个 δ 函数，同 b_m 相关联的是负号，这

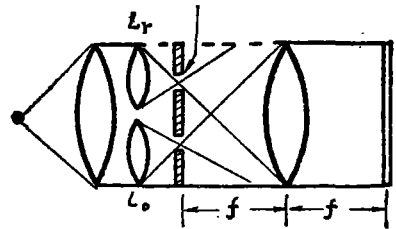


图 4-42 用于制作空间滤频片的光学装置，它的滤频片函数是由一些适当选择的 δ 函数所组成

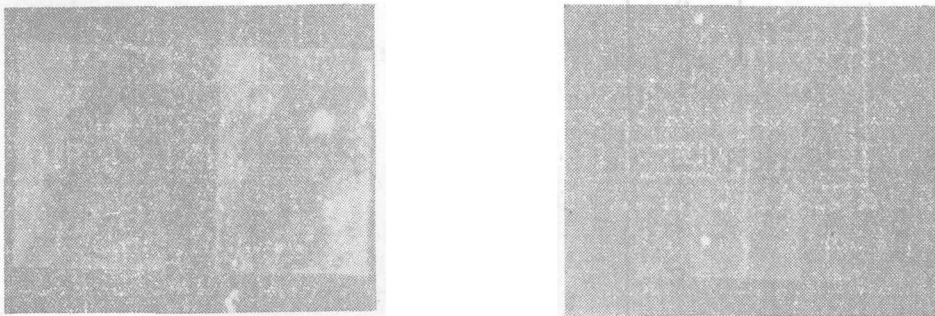


图 4-43

或者用嵌入一个 π 相位板的方法来实现，或者在曝光前使胶片移动半个条纹的方法来实现。

运用这种多次曝光方法制作滤频片，可以消除因多次曝光，像移，离焦以及若干因素的组合而引起的模糊。图 4—43 就是用这种方法进行处理得到的结果。

4. 用计算机产生全息图和空间滤频片

B. R. 布鲁恩和 A. W. 拉赫曼于 1966 年用计算机产生了复数空间滤频片，一年以后，A. W. 拉赫曼等人又用计算机产生了二元夫朗和斐全息图。随后他们把这样产生的二元滤频片用在相干光学信息处理中并获得显著效果^[47]。以后日本又有人（如 Y. Ichicka）研究了用计算机产生全色（grey）全息图和空间滤频片的方法^[36]。可以预言，随着电子计算机的速度不断提高和储存量不断增加，必将促进用计算机产生全息图和空间滤频片技术的迅速发展。

普通的全息图是通过参考光束同由目标来的衍射光束相干涉而构成的。这当然要求目标光束和参考光束是相干的。目标上的信息可以用全息图中的载波的振幅和信息来表达。这种全息图可以在目标的像平面中记录；可以在夫累涅尔衍射区域中记录；也可以在夫朗和费衍射区域中记录。普通的付里叶变换全息图是这样制作的：波长为 λ 的单色平面波照明目标 $O(x, y)$ ，目标处在焦距为 f 的透镜的前焦面中，则空间频率谱 $O(u = \frac{x'}{\lambda f}, v = \frac{y'}{\lambda f})$ 被显示在后焦面中，它等于

$$O(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} O(x, y) \exp[-2\pi j(ux + vy)] dx dy \quad (4-77)$$

我们再用倾斜的平面波 $\exp[2\pi j x' \frac{\Delta x}{\lambda f}]$ 来照射由公式 (4-77) 表达的付里叶频谱。这样一来，其组合强度

$$I_H = |O(u, v) + \exp|^2 \quad (4-78)$$

被记录在摄影胶片上。用倾斜平面波作为参考光的目的在于使所要求的重现象同另级项和它的孪生像分离开来。图 4—44 表示付里叶全息图记录，图 4—45 表示此全息图的重现。

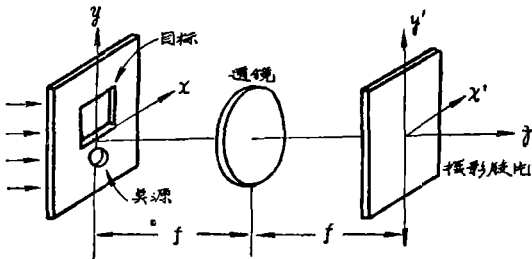


图 4—44 付里叶变换全息图的构成

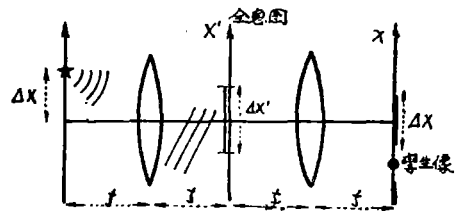


图 4—45 付里叶全息图的重现

用计算机同样可以产生付里叶变换全息图。A. W. 拉赫曼巧妙地运用二元形式制作全息图。下面简要说明二元付里叶变换全息图。

设目标是平面的，在它上面被分成许多小方形，例如 32×32 个。带有指标 (j, k) 成的每一个小方形都是物面坐标系 (x, y) 中的成员。因此这个目标完全被采样值 $O(j\delta x, k\delta y) = \tilde{O}(j, k)$ 所说明，其中 $j, k = -15, -14, \dots, +16$ （对于 32×32 个方形而言）每个方形单元的

尺寸为 $\delta x = \delta y$ ，而整个目标尺寸为 $\Delta x = 32 \delta x$ ， $\Delta y = 32 \delta y$ 。小方形单元确定了目标的分辨力，它与空间带宽成反比， $\Delta u = 1/\delta x$ 。这表明， $O(x, y)$ 的付里叶变换， $O(u = \frac{x'}{\lambda f}, v = \frac{y'}{\lambda f})$ 在此带宽之外为另，这个带宽被规定为 $|u| \leq \frac{\Delta u}{2}$ ， $|v| \leq \frac{\Delta v}{2} = \frac{\Delta u}{2}$ 。这样一来，付里叶变换全息图的尺寸是 $\Delta x' = \Delta y' = \lambda f \Delta u = \frac{\lambda f}{\delta x}$ 。这个尺寸是有用的，因为在重现时，全息图直径有时与孔径尺寸相同。

我们知道，公式 (4-78) 可近似表达为

$$I_H(x', y') = |O + \exp|^2 \approx 1 + 2|O(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f})| \cos[2\pi x' \frac{\Delta x}{\lambda f} + \varphi(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f})] \quad (4-79)$$

其中相位 φ 是 O 的宗量。值得注意的是，空间载波频率 $\Delta x/\lambda f$ ，或者空间周期 $\lambda f/\Delta x$ 是全息图中的相邻的干涉条纹的平均距离。由前面的叙述可知，对于一维情况，在物面有 $N = \Delta x/\delta x$ 个分辨力单元，对于二维情况，在物面有 $N^2 = (\Delta x/\delta x)(\Delta y/\delta y)$ 个分辨力单元。而在全息图平面中，必须的分辨力单元要求至少要等于目标域中的分辨力单元，即 $N' = N$ ， $(N')^2 = N^2$

我们知道，计算机不能处理连续函数，只能处理它的断续采样值，因此我们必须对公式 (4-77) 加以近似，以适合于计算机处理。

$$O(j\delta x, k\delta y) = \tilde{O}(j, k) \quad (4-80)$$

其中 $j, k = -15, -14, \dots, +16$ (对于 $N^2 = 32 \times 32$ 的情况)。

$$O(n \frac{\delta x'}{\lambda f}, m \frac{\delta y'}{\lambda f}) = \tilde{O}(n, m) \quad (4-81)$$

其中 $n, m = -15, -14, \dots, +16$ (对于 $N^2 = 32 \times 32$ 的情况)。由此

$$O(n, m) = \sum \sum O(j, k) \exp[-2\pi j(jn + km)/N] \quad (4-82)$$

$$\frac{\delta x \delta x'}{\lambda f} = \frac{\delta x}{\Delta x} = \frac{1}{N}$$

为了说明二元全息图的原理，让我们把复数 $\tilde{O}(n, m)$ 的振幅和相位分别写出来，并且对振幅加以规化，

$$\tilde{O}(n, m) = |\tilde{O}(n, m)| \exp[j\varphi(n, m)] \quad (4-83)$$

$$A(n, m) = |\tilde{O}(n, m)| / (|\tilde{O}|)_{\max} \quad 0 \leq A \leq 1 \quad (4-84)$$

由公式 (4-79) 可知，普通的全息图的振幅透过可写为

$$I_H(x', y') = 1 + A(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}) \cos[2\pi \frac{x'}{\delta x'} + \varphi(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f})] \quad (4-85)$$

围绕采样点 $(x' = n\delta x', y' = m\delta y' = m\delta x')$ 的 $I_H(x', y')$ 的一小部分表示在图 4-46 中。我们看到 $I_H(x', y')$ 是一个具有连续振幅值的函数。为了实现这个函数，我们需要一个连续的全色尺度 (grey scale)。这对计算机处理来说，会引起很多麻烦。因此我们用一个矩形来代替这个正弦式的振幅透过，如图 4-47 所示，在 $n\delta x', m\delta y'$ 的方孔中开一个小矩形孔，这样在这个方孔中的振幅透过有的地方为 1，有的地方为另，或者说，有的地方透明，有的地方不透明。这个开 n 的矩形孔的尺寸正比于弦正式函数的振幅，而使这个矩形孔的位置中心处在正弦式透过的最大值上。也就是说，用开口的面积来表征函数 $I_H(x', y')$ 的振幅透过 (它相当

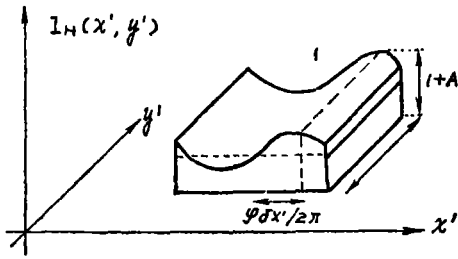


图 4—46

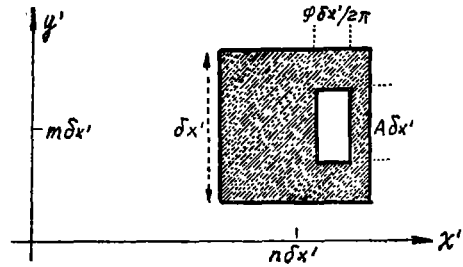


图 4—47

于脉冲宽度调制),用开孔的中心位置来表征它的相位。A. W. 拉赫曼绝好地把这种因开孔中心位置而引起的相位变化称之为迂迴相位 (detour phase) 效果,

这种迂迴相位效果基于带有缺陷的光栅的衍射理论。如图 4—48所示, 一个倾斜入射到不规则的光栅上的平面波, 其入射角为 \$\alpha_0\$, 第 \$M\$ 级衍射角用 \$\alpha_m\$ 表示, 由图 4—48的右边部分, 我们可以导出光程差。

$$L_M = (\sin \alpha_m - \sin \alpha_0) d = M \lambda \quad (4-86)$$

光栅的右边部分有一个位移量 \$p\$, 在光栅错位处的光程差为

$$L'_M = (\sin \alpha_m - \sin \alpha_0) (d + p) \quad (4-87)$$

因此由光栅右边来的平面波被延迟了

$L'_M - M\lambda = \Delta_M$, 这里减去量值 \$M\lambda\$ 的原因在于, 波长的整数倍并不影响光的相互作用, 应用方程 (4—86) 和 (4—87) 我们求出

$$\Delta_M = L'_M - L_M = p(\sin \alpha_m - \sin \alpha_0) = p_M \lambda / d \quad (4-88)$$

光程差 \$\Delta_M\$ 乘以 \$2\pi/\lambda\$ 就等于相位延迟或者称为迂迴相位, 由 (4—88) 可知 \$\Delta_M\$ 与入射角无关。

$$\varphi_M = \frac{2\pi \Delta_M}{\lambda} = 2\pi M p / d \quad (4-89)$$

这样一来, 必要的相位差 \$\varphi_M\$ 可由 \$p\$ 值的大小来定, 因此说, 开口中心位置可以引进所要求的相位位移, 这样一来, 用二元形式完全可以满足每个单元 \$I_H(x', y')\$ 的要求。

上述过程用电子计算机是很容易实现的。首先把目标分成许多分辨力单元, 而后作快速付里叶变换, 再把它转换成二元形式, 用计算机引导的描绘仪把这个二元全息图绘制出来, 为了提高精度和描绘方便, 可把全息图放大某一适当倍数, 一般为 100—500 倍。全息图描绘出来之后, 再用照相机把它缩小, 用普通的 35mm 照相机在 \$f/8\$ 的情况下拍照就可以了。然而, 当倍率大时, 用较为优质的相机在 \$f/5.6\$ 或 \$f/4\$ 的情况下拍照当然更好。为了增加最后的全息图的透过率, 可对胶片进行漂白处理, 这样处理之后可使像面亮度提高四倍。

用这种方法不但能产生全息图, 而且也可以制作复数空间滤频片, 这样制作出来的滤频片精度高, 并且可以克服胶片的动态范围的限制, 其次, 用这种方法可制成各种形式的空间滤频片。图 4—49 就是这种滤频片的一个例子。

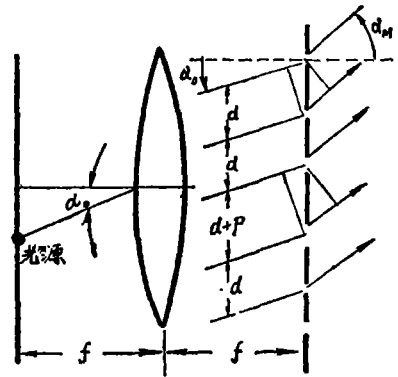


图 4—48

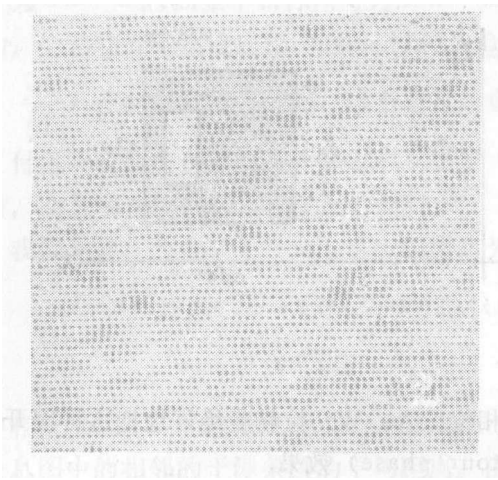


图 4—49

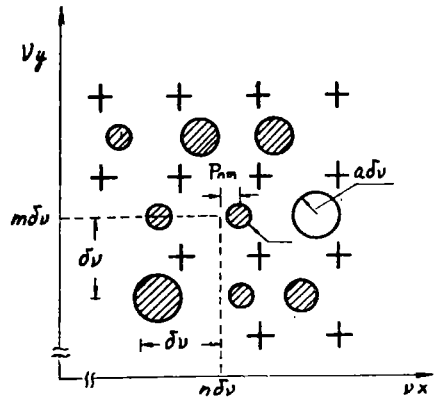


图 4—50 说明全息图平面中的单元。
 $\delta\nu$ 是单元尺寸, I_{nm} 是园点亮度, $a\delta\nu$ 表明
 CRT上园点的点扩散, $P_{n,m}$ 是单元 (n,m)
 的中心的相对位移

日本的Y. Ichicka等人用可变强度的网络描绘仪 (half tone plotter), 使全息图的振幅分量通过调制孔的透过而绘出。在计算机产生的这种全息图中, 全息平面被分成 N^2 个单位圆孔的单元, 如图 4—50所示, 在每个孔中, 振幅透过的差别用CRT上的点的亮度来确定(这相当于脉冲振幅调制)。相位编码方法和二元全息图相同。全息图作出以后可用图 4—45所示的装置来重现。

对于用计算机产生的三维全息图虽然在理论上是可行的, 但实践起来且前尚有很多困难。它要原因之一是要对每个单元在深度方向进行付里叶变换, 特别是被“隐藏”的景物也要考虑的时候。这样一来, 即使对于一个较简单的三维目标, 也要引进不适当的大的计算量。因此目前只实现了在深度方向很有限的三维全息图。

参 考 文 献

- [1] E. Abbe, Arch. Mikrosk. Anat 9 (1873)
- [2] F. Zernike, "Das Phasenkontrastverfahren bei der Mikroskopischen", Beobachtung, Z. Tech. Phys. 16: 454 (1935)
- [3] A. R. Shulman: "Optical Data Processing" John Wiley & Son. Inc. New York (1970)
- [4] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics", McGraw-Hill Book Company, New York (1968)
- [5] E. S. Barrekette and W. E. Kock, "Application of Holography", Plenum Press, New York (1971)
- [6] K. Miyamoto, "The Phase Fresnel Lens" J. O. S. A. vol. 51 P 17 (1961)
- [7] J. W. Goodman, "An Introduction to the Principles and Application of Holography", Proce. IEEE, vol. 59, No. 9 P1292 (1971)
- [8] 见文献 5 中第 pp323~353.
- [9] E. Wolf, "Progress in Optics" vol. II p137—180. North-Holland Publishing Company Amsterdam, 1963.
- [10] J. Tsujiuchi, "A Density Filter Improving Aberrant Optical Image", J. Phys. Soc. Japan vol. 12, p744 (1957)
- [11] J. Tsujiuchi, "Un Filtre Améliorant Les. Images Aberrantes et Son Utilisation Comme Filtre A Deux OU Trois Foyers, Rev. d'Opt. vol. 37 p1 (1958)

- [12] 辻内順平, "应用物理", 1972年6月号, p542
- [13] J. Upatnieks, et al, "Correction of Lens Aberrations by Means of Holograms" Applied Optics vol. 5, p589 (1966)
- [14] 见文献5中, pp49—55.
- [15] F. D. Russell and J. W. Goodman, "Nonredundant Arrays and Postdetection Processing for Aberration Compensation in Incoherent Imaging" J. O. S. A. vol. 61, No.2, p182 (1971)
- [16] W. T. Rhodes and J. W. Goodman, "Interferometric technique for recording and restoring images degraded by unknown aberrations" J. O. S. A. vol. 63, No.6 p647 (1973)
- [17] A. Vander Lugt, "Signal Detection by Complex Spatial Filtering", IEEE, vol. IT-10 No.2 p129 (1964)
- [18] G. W. Stroke and R. G. Zech, "A Posterior Image—Correcting "Deconvolution" by Holographic Fourier—Transform Division", Physics Lett. A, 25, 89 (1967)
- [19] A. Vander Lugt, "A Review of Optical Data—Processing Techniques" Optica Acta vol. 15, No.1, p1 (1968)
- [20] M. B. Dobrin, "Optical Processing in the Earth Sciences" IEEE Spectrum, vol. 6, p59 (1968)
- [21] L. J. Cutrona, et al, "On the Application of Coherent Optical Processing Techniques to Synthetic Aperture Radar" Proc. IEEE vol. 54, p1026 (1966)
- [22] T. M. Holladay and Gallatin, "Phase Control by Polarization in Coherent Spatial Filtering" J. O. S. A vol. 56, p869 (1966)
- [23] H. Osterberg, "The Polanret Microscope" J. O. S. A vol. 37 p726 (1947)
- [24] G. W. Stroke, "Image Deblurring and Aperture Synthesis using a posteriori Processing by Fourier—Transform Holography", Optica Acta, vol. 16, No.4, p401 (1969)
- [25] G. W. Stroke and M. Halioua, "Attainment of Diffraction limited Imaging in High—Resolution Electron Microscopy by "a Posterior" Holographic Image Sharpening, I. "Optik Band 35 Heft1, p50 (1972)
- [26] G. W. Stroke and M. Halioua, "Image Deblurring by Holographic Deconvolution with Partially—Coherent Low—Contrast Objects and Application to Electron Microscopy, II. Optik, Band 35, Heft 5, p489 (1972)
- [27] G. W. Stroke, "A New Holographic Method for A posteriori Image—Deblurring Restoration of Ordinary Photographs Using" Extended—Source" Lensless Fourier—Transform Holography Compensation, Phys. Lett. A 27 p405 (1968)
- [28] G. W. Stroke and M. Halioua, "Improvement in High—Resolution Electron Microscopy with Coherent Illumination (Low—Contrast Object) Using Holographic Image—Deblurring Deconvolution III Optik, Band. 37 Heft 3, p249 (1973)
- [29] S. K. Hilal and W. B. Seaman, "Reduction of Penumbra in X—Ray Images by Optical Spatial Filtering" Applied physical Letter, vol. 16 No. 1 p37 (1970)
- [30] J. L. Horner, "Optical Restoration of Images Blurred by Atmospheric Turbulence Using Optimum Filter Theory", Applied Optics, vol. 9 p167 (1970)
- [31] D. W. Slepian, "Linear Least—Squares Filtering Distorted Images" J. O. S. A. vol. 57, No. 7 p18 (1967)
- [32] W. B. Davenport and W. L. Root, "Introduction to Theory of Random Signal and Noise" McGraw—Hill Book Company, New York, 1958.
- [33] Charles. Y. C. LIU and A. W. Lohmann, "High Resolution Image Formation Through Turbulent Atmosphere", Optics Communication vol. 8, number. 4 p372 (1973. 8)
- [34] G. W. Stroke, et al "physics letter" A 33 p3 (1970)
- [35] J. L. Horner, "Optical Spatial Filtering with the least Mean—Square—Error Filter", J.O

S. A. vol. 59, No.5, p553 (1969)

- [36] 见文献 5 中 pp195~214.
- [37] 见文献 5 中 pp309~321.
- [38] J. T. Tippett et al, "Optical and Electro—Optical Information Processing, MIT, Press. Cambridge Massachusetts p715~748 (1965)
- [39] B. R. Brown and A. W. Lohmann " Complex Spatial Filtering with Binary Masks", Applied Optics vol. 5 No.6, p967 (1966)
- [40] A. W. Lohmann " Computer Generated Spatial Filters for Coherent Optical Data Processing" Applied Optics, vol. 7 p651 (1968)
- [41] J. P. Kirk and A. L. Jones, " Phase—Only Complex—valued Spatial Filter" J. O. S. A. vol. 61, p1023 (1971)
- [42] D. P. Jablonowsk and S. H. Lee. " Restoration of Degraded Images by Composite Gratings in a Coherent Optical Processor" Applied Optics, vol. 12, p1703 (1973)
- [43] S. K. Yao and S. H. Lee, "Spatial Differentiation and Integration by Coherent Optical—Correlation Method" J. O. S. A. vol.61. No. 4 p474 (1971)
- [44] 见文献 5 中 pp259—308
- [45] B. J. Thompson and J. B. Develis", Developments in Hologrphy" S. P. I. E. Seminar, Proceedings vol. 25 (1971)
- [46] J. W. Goodman" Increasing the Dyanamic Range of Coherent Optical Filters by Means of Modulating Gratings", J. O. S. A. vol. 63, No.1 p50 (1973)