

# 激光相干阵列探测中的二元全息光栅\*

李洪滨 张鹏 南京达 尚铁梁

(哈尔滨工业大学应用物理系, 哈尔滨 150001)

**摘 要** 从外差阵列探测出发, 围绕本振光束整形问题, 就计算全息位相光栅在激光相干雷达系统中的应用进行了理论及实验方面的研究, 得到了较好的结果。

**关键词** 阵列探测, 二元位相全息光栅.

## 1 引 言

在激光相干成像系统中, 用面阵或阵列探测器接收外差信号时, 为了提高成像质量, 需对本振光束进行整形。作者所在的研究室于1991年对相干系统中的光束整形作了初步的研究<sup>[1]</sup>。但因重铬酸盐明胶干板耐久性差, 不易存放, 人们自然想到以计算全息技术研制性能更好的全息光栅。美国麻省理工学院的 Veldkump 等于1979年进行了一维二元光栅的研制工作<sup>[2]</sup>。但适用于相干面阵探测器的二维全息光栅器件研制未见报道。作者自1993年开始这方面研制工作。现已完成了二维全息光栅的理论及制作。

## 2 计算全息位相光栅的基本理论

正弦位相光栅离轴全息图的振幅传递函数为<sup>[3]</sup>:

$$t(x, y) = 0.5 \{1 + \cos [2\pi x/T - \varphi(x, y)]\} \quad (1)$$

式中  $1/T$ , 为载波(参考波)的空频,  $\varphi(x, y)$  为被记录光波的位相分布。该函数最大值和最小值由下面两公式决定:

$$2\pi x/T - \varphi(x, y) = 2n\pi, \quad 2\pi x/T - \varphi(x, y) = 2(n+1)\pi. \quad (2)$$

这种光栅称为正弦位相全息光栅。由记录物光波和参考光波的干涉图形可得到这种光栅。它要求记录介质具有较大的动态范围, 严密细致的表面处理过程等。对(1)式作非线性处理, 可将正弦位相全息光栅转变为二元位相全息光栅。即, 使余弦函数  $\cos [2\pi ax - \varphi(x, y)]$  经一模拟非线性振幅器如图1(a)所示, 其输出可得到一二元信号。如图1(b)所示。图中方波脉冲的宽度为  $qT$ 。输出函数  $h(z)$  是周期函数, 其周期为  $T$ 。可将  $h(z)$  展开成傅里叶级数:

$$h(z) = \sum_m \frac{\sin m\pi q}{m\pi} \exp(i2\pi mz/T) \quad (3)$$

\* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1994年4月18日

如果将输入函数换成  $\cos [2\pi x/T - \varphi(x,y)]$ ，则输出变成：

$$h(x,y) = \sum_m \frac{\sin m\pi q(x,y)}{m\pi} \exp \{im[2\pi x/T - \varphi(x,y)]\} \quad (4)$$

假定偏置函数  $\cos \pi q$  是位置变量函数， $q(x,y)$  控制了光波波前的分布。对强度分布均匀的光波，可用  $q(x,y)$  的变化调整二元全息图的衍射效率。由图 1 可知，当：

$$\cos [2\pi x/T - \varphi(x,y)] > \cos \pi q \quad (5)$$

时， $h(x,y) = 1$ ，或：

$$-q\pi < 2\pi x/T - \varphi(x,y) \pm 2\pi n < q\pi \quad (6)$$

式中  $n$  为整数。(6) 式为制作二元计算全息图的最基本公式。当波前仅为位相函数时，可用窄条纹绘制干涉图形。

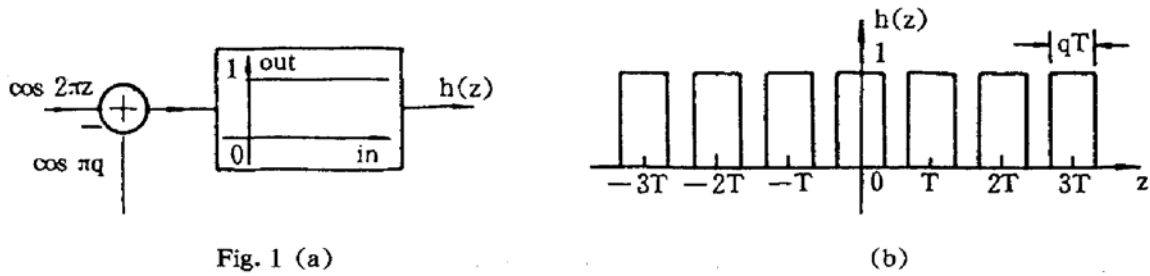


Fig. 1 (a)

(b)

### 3 相干探测光束整形编码技术

所谓编码技术就是用特定的方法将表示光波前的复函数转变为非负的实函数用于制作干涉图。其再现波能够反映出所要波前的振幅和位相分布。假定激光相干成像系统中面阵探测器灵敏面的分布如图 2 所示。在成像焦平面处，即面阵探测器位置，本振光振幅分布函数为：

$$L(x,y) = L_0 \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M \delta(y - 2mb) \star [\delta(x - 2na) \star \frac{2J_1(ar)}{ar}] \quad (7)$$

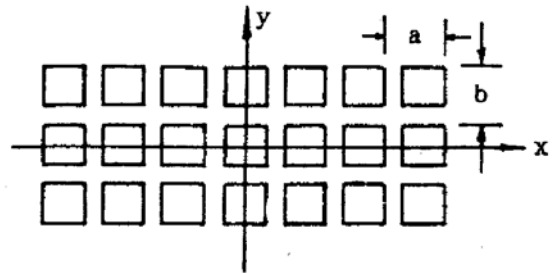


Fig. 2

式中  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ， $C = (2\pi/\lambda f)C'$ ， $C'$  为光束半径  $M$ 、 $N$  分别为沿  $x$  和  $y$  方向产生的光斑的个数， $a$ 、 $b$  分别为沿  $x$  和  $y$  方向面阵探测器相邻灵敏面间的距离， $J_1$  为一阶贝塞尔函数， $\star$  为相关操作， $\lambda$  为所使用光波的波长， $f$  为聚焦透镜焦距。在傅里叶区域，其相应的变换式为

$$L(u,v) = \frac{1}{2\pi L_0} \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M \exp(i2\pi n a u) \cdot \exp(i2\pi m b v) \cdot \text{circ}(u/c', v/c') \quad (8)$$

激光光斑的有限尺寸限制了本振光空频分布在有限区域，如果不考虑圆函数，本振光为  $M \times N$  个有一定位相关系的平面波迭加。用  $x, y$  表示傅里叶区域坐标，则有：

$$\sum_{n=-N/2}^{N/2} \sum_{m=-M/2}^{M/2} \exp(i2\pi n a x) \exp(i2\pi m b y) \quad (9)$$

当  $m$  和  $n$  为确定值时， $\exp(i2\pi n a x)$  和  $\exp(-2\pi n a x)$  可以合成为  $\cos(2\pi n a x)$ ，同理对  $y$ ，所示 (9) 式可以写成：

$$\left[ \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{N/2} \cos(2\pi n a x) \right] \left[ \frac{1}{2} + \sum_{m=1}^{M/2} \cos(2\pi m b y) \right] \quad (10)$$

上式就是用于激光相干成像雷达的本振光波前分布函数。若用二元位相全息光栅产生(10)式所描述的本振光波前。考虑(4)式, 令  $q = 1/2$ , 即矩形方波脉冲的宽度为  $T/2$ , 取+1级衍射波, 则光栅传递函数为:

$$t(x, y) = \frac{1}{\pi} \exp \{i[2\pi x/T - \varphi(x, y)]\} \quad (11)$$

考虑与传递函数  $t(x, y)$  共轭的另一光栅  $t^*(x, y)$  :

$$t^*(x, y) = \frac{1}{\pi} \exp \{-i[2\pi x/T - \varphi^*(x, y)]\} \quad (12)$$

描述位相的  $\varphi(x, y)$  为实函数, 即  $\varphi^*(x, y) = \varphi(x, y)$ 。将共轭光栅坐标反转, 并假定被记录光波的位相关于  $x, y$  轴对称。可将这一共轭光栅写成:

$$t^*(x, y) = \frac{1}{\pi} \exp \{i[2\pi x/T + \varphi(x, y)]\} \quad (13)$$

将两个相互共轭的光栅迭加成一合成光栅, 有:  $T(x, y) = t(x, y) + t^*(x, y) = \frac{1}{\pi} \exp(i2\pi x/T) \cos[\varphi(x, y)]$  令  $\cos[\varphi(x, y)]$  等于描述光波前分布函数的(10)式, 即:

$$\cos[\varphi(x, y)] = r \left[ \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{N/2} \cos(2\pi n \alpha x) \right] \left[ \frac{1}{2} + \sum_{m=1}^{M/2} \cos(2\pi m \beta y) \right] \quad (14)$$

式中  $\gamma$  为调制深度, 用它控制等式右边取值在  $\pm 1$  之间。这合成光栅的+1级衍射波将为所要的本振光波前。这时两相互共轭光栅的条纹分布不等式可整理成:

$$nT - \frac{T}{4} < x - \frac{\varphi(x, y)}{2\pi} T < nT + \frac{T}{4}, \quad nT - \frac{T}{4} < x + \frac{\varphi(x, y)}{2\pi} T < nT + \frac{T}{4} \quad (15)$$

式中  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 。为避免两共轭光栅完全重叠在一起, 将两光栅沿  $x$  轴方向左移和右移  $T/4$ , 且使两光栅对应条纹在同一周期内。则上式可写成:

$$nT < x - \frac{\varphi(x, y)}{2\pi} T < nT + \frac{T}{2}, \quad nT - \frac{T}{2} < x + \frac{\varphi(x, y)}{2\pi} T < nT + T \quad (16)$$

## 4 光栅的设计、制作及实验结果分析

### 4.1 计算全息位相光栅的设计及制作

由(14)式和(16)式, 可以得到对应面阵探测器, 二维计算全息位相光栅的设计公式为如下形式:

$$\varphi(x, y) = \cos^{-1} \left\{ r \left[ \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{N/2} \cos(i2\pi n \alpha x + \psi_n) \right] \left[ \frac{1}{2} + \sum_{m=1}^{M/2} \cos(i2\pi m \beta y + \psi_m) \right] \right\} \quad (17)$$

$$x = \frac{\varphi(x, y) + \pi}{2\pi} T + nT, \quad x = \frac{-\varphi(x, y)}{2\pi} T + nT \quad (18)$$

下面简单解释上述公式中所涉及到的一些物理量的意义:

1)  $N = 6, M = 2$ , 按此数值选取制作的光栅从理论上讲, 再现时可将一束本振光分成  $(N + 1) \times (M + 1) = 7 \times 3$  束光波。

2)  $\psi_n$  和  $\psi_m$  是为了缩小再现波强度的动态范围对各干涉光束进行位相编码。这里采用 Schröder's 编码。其位相函数可写成如下形式<sup>[3]</sup>

$$\psi_n = 2\pi n^2 / N \quad (19)$$

3)  $\alpha, \beta$  分别为沿  $x, y$  方向上的空间频率, 它们的倒数为在该方向上各自的周期。设计时

取  $\alpha = \beta = 437 \times 10^{-6} \mu\text{m}^{-1}$ 。

4)  $T$  为沿  $x$  方向的平移周期, 从公式中可以看出在  $x$  方向的一个平移周期  $T$  内分布着两条共轭的条纹。

在实际制作过程中首先借助计算机绘制了光栅条纹分布图并计算出此条纹分布的数据。选取硅片作为光栅基片, 在硅片上镀铝膜作为反射层。将绘制的全息图放大修整后再缩版即制得光栅的母版。用该光栅母版将镀铝膜的硅片光刻后即制得我们所要的二元位相全息光栅。

#### 4.2 实验结果分析

图 3、图 4 分别是在显微镜下拍摄的光栅母版及制成的光栅的照片。图 5 为将光栅倾斜一定角度拍摄的照片。从该照片中可以看出, 光栅条纹具有一定的厚度。它体现了二元光栅的特征。该光栅的再现光路如图 6 所示。将感光胶片放在接收屏处接收一级衍射光斑, 曝光

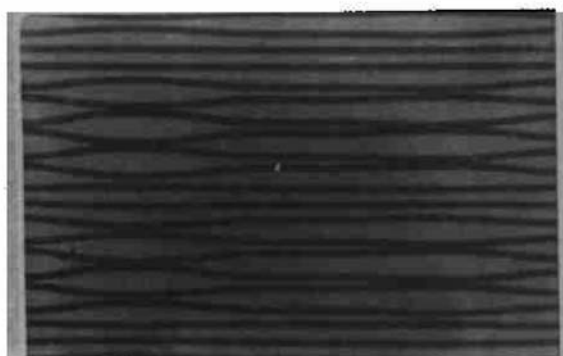


Fig. 3

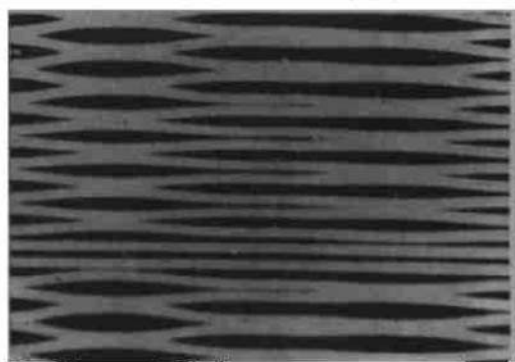


Fig. 4

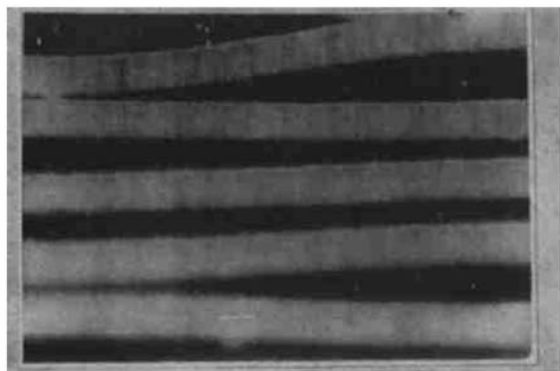


Fig. 5

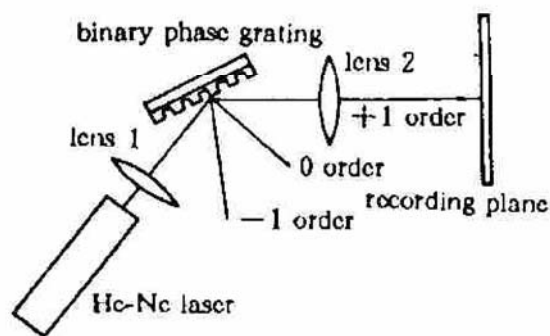


Fig. 6

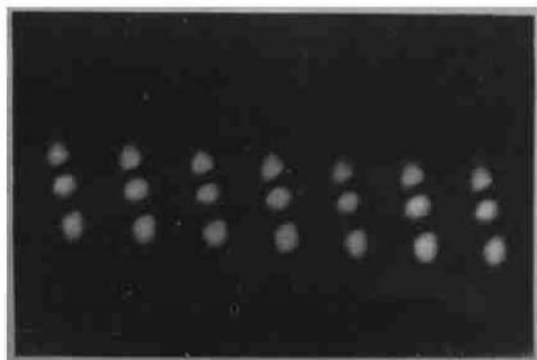


Fig. 7

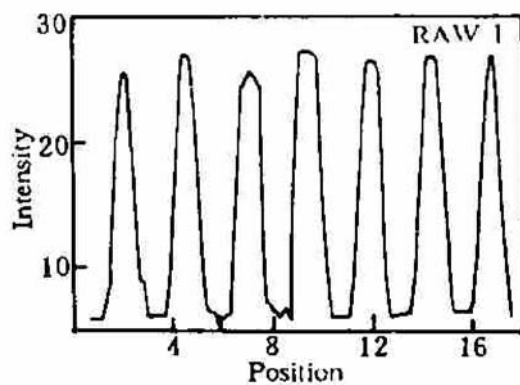


Fig. 8

后经冲洗扩印得到如图 7 所示的照片。为了对各光束的强度进行比较, 可以选用所拍摄的感光胶片并对其各点的透过率进行测量。在底片上被光照射的地方, 透过率低, 对应原照射光强度大, 反之没被光照射的地方, 透过率高, 对应原照射光强弱。沿  $x$  方向(七束光斑所在的

直线上)每次增加 0.2 mm 进行测量,测得每点的透过率用  $y$  表示,最后得到三排光斑的  $x-y$  分布曲线分别为图 8、图 9、图 10 所示。

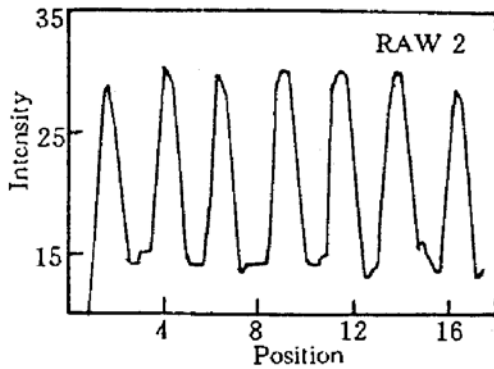


Fig. 9

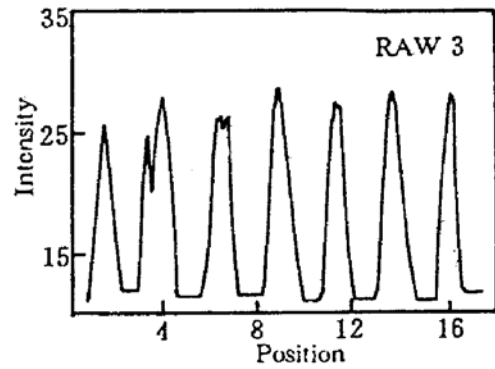


Fig. 10

从图中可以看出,各行的七束光基本上是等间距分布的。由于这  $7 \times 3$  束光斑在同一衍射级次上,因此各光斑之间的强度差异很小。这样阵列探测器各探测单元接收本振光的强度基本相等,从而保证了阵列探测器各探测单元之间的一致性。图 10 第二个光点强度峰出现的异常现象是由于底片表面局部损伤造成的结果。

**结 论** 1) 实验结果与设计相符,这说明将计算全息位相光栅引入激光雷达系统具有理论及实际意义。2) 用计算全息的办法制得的二元位相光栅稳定性好,全息图能够长久存放。将该光栅用于实际的外差探测系统中是可行的。3) 该光栅可根据不同阵列探测器外形相应调整理论计算时的一些参数,从而满足具体阵列探测器外形尺寸的要求,具有较大灵活性。

### 参 考 文 献

- [1] 南京达, 王晓鸥, 于海鹏等, 全息位相光栅在使用探测器列阵的激光外差探测系统中的应用. *光学学报*, 1991, 11(9): 834~837
- [2] W. B. Velakamp, Surface relief structures for heterodyne detection. *Proc. Int. Conf. on Laser*, 1979: 594
- [3] E. Wolf, *Progress in Optics*, 18, North-Holland Publishing Company Amsterdam, New York, Oxford, 152~154

## Binary Holographic Grating in Laser Coherent Array Detection

Li Hongbin    Zhang Peng    Nan Jingda    Shang Tieliang

(Department of Applied Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

(Received 18 April 1994)

**Abstract** Studies on the calculating holographic phase grating used for beam shaping of local oscillator in the laser coherent radar is presented based on the heterodyne array deflection. A good result has been obtained.

**Key words** array deflection, binary phase grating.