

基于空间光调制器的光学实验

余荫铠，王誉晨

中山大学 物理学院，广州 510275

摘要：空间光调制器（SLM）是基于液晶 TN 盒的电光偏振特性实现实时的光场相位和振幅调制的器件。利用 SLM 的振幅调制特性，可以将其作为细节实时可调的光源来参与光学实验教学，帮助学生完成单透镜畸变标定实验、空间频谱调制实验和全息实验，加深对光场的传播和光学成像原理的理解。

关键词：空间光调制器，畸变，空间频谱，全息

1 引言

空间光调制器（SLM）作为一种实时光场调制器件早在 20 世纪 80 年代以前 [1] 就开始被多所高校研究，研究方向有光束整形、光场调控、计算全息、涡旋光束、光镊等，涉及光学、医学、工程、仪器仪表等领域。

液晶空间光调制器的研究也早在 2003 年拓展到了高校实验教学方面 [2]。中山大学也开发了一套实验讲义 [3] 和方案，使本科生利用空间光调制器进行光信息调制实验。实际上在这里空间光调制器只是用来作为一个高级光源，只利用了它的振幅调制特性。

在小节2中，我们将展示 SLM 的振幅调制原理、标定电-光调制特性曲线；在小节3中，我们将利用 SLM 作为光源来标定单透镜的畸变情况；在小节4中，我们将展示利用 SLM 生成具有空间周期性的物，并引导学生进行光空间频谱调制；在小节5中，我们将展示基于 SLM 的数字全息、计算全息、传统光学全息。

2 空间光调制器的调制特性

空间光调制器可以对波前实现精细的振幅调制和相位调制。在本文中，我们只利用其振幅调制功能。在具体的应用之前，我们需要探究 SLM 的振幅调制特性，我们将从理论上定性分析，并在实验上定量测量其电光调制特性曲线。

2.1 振幅调制原理

SLM 由一个个周期性排列的像素组成。没一个像素都是一个独立的 TN 液晶盒，驱动电路根据计算机背景的灰度图片的像素灰度值来控制 SLM 上每一个像素的电压。给 TN 盒施加不同的电压会改变光通过 TN 盒时的透射率和相位差。具体机制如下。

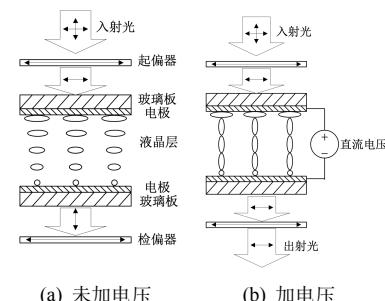


图 1 TN 液晶盒的结构和工作原理

如图1，TN 液晶盒是一种特殊的具有扭曲效应的液晶盒。在两个玻璃板之间的线性扭曲向列液晶中，发生了弱扭曲。前后两玻璃板的分子指向矢正交，中间的液晶则在这两个指向之间连续渐变，相当于一系列单轴晶片。在理想条件下，光入射液晶层后，如果入射光的偏振方向与前玻璃板的分子指向矢一致时，振动方向将同步于每一层单轴晶片的光轴，从而出射光仍然是线偏振光，且振动方向旋转了 $\frac{\pi}{2}$ 。

这样，显然在不加电压时，如果偏振片方向平行，则无出射光，为关态；如果偏振片垂直，为开态。

加入电场后，需考虑电光效应——液晶分子指向矢受z方向电场的作用会向电场方向偏转。设分子指向矢的偏转角 θ ，z方向电压为 V_s ，存在一个阈值电压 V_c ，使

$$\theta = \begin{cases} 0 & , V_s \leq V_c \\ \frac{\pi}{2} - 2 \arctan e^{-\frac{V_s-V_c}{V_0}} & , V_s > V_c \end{cases} \quad (1)$$

SLM 每个像素（液晶 + 双偏振片结构）的光透射率（如果是反射式 SLM，则为反射率） T 和相位变化量 δ 为

$$T = T(\Phi_d(\theta), \beta(\theta), \varphi_1, \varphi_2) \quad (2)$$

$$\delta = \delta(\Phi_d(\theta), \beta(\theta), \varphi_1, \varphi_2) \quad (3)$$

其中， φ_1 和 φ_2 分别是起偏器和检偏器的光轴方位角， $\Phi_d(\theta)$ 是液晶光轴的旋转角， $\beta(\theta)$ 是光通过液晶的相位变化， $\Phi_d(\theta)$ 和 $\beta(\theta)$ 共同决定了光在液晶中传播的 Jones 矩阵。这样，由于加入电场后破坏了液晶的分子指向矢的渐进旋转，使 $\Phi_d(\theta)$ 从 $\frac{\pi}{2}$ 变为 0，使开/关态反转。具体的函数形式可以从理论推导得出，可以参考 [3]，我们这里只需要知道 T 和 δ 与什么量有关，实际的函数关系我们会在实验中测量。由此 TN 盒可以利用电压 V_s 控制 T 在 0 和 1 之间变化，实现了逐像素的振幅调制。

2.2 振幅调制特性测量

SLM 的电-光振幅调制函数可以在实验中标定。标定这一关系对于我们后续的实验是必要的。

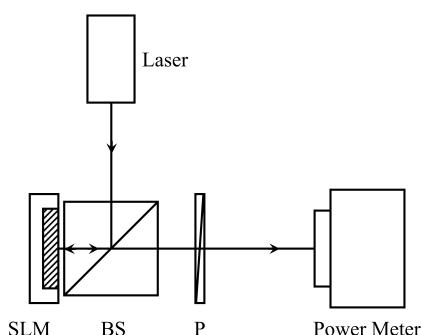
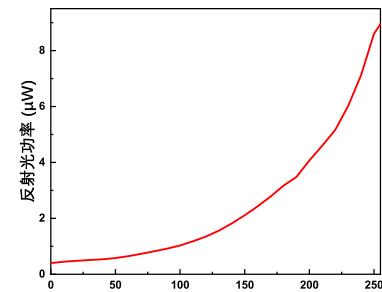


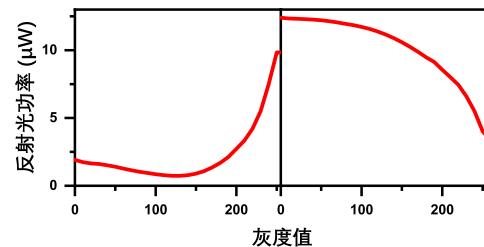
图 2 反射光功率曲线标定光路

在本实验中，我们使用反射式液晶空间光调制器（分辨率 1024×768 ，像素大小 $9\mu\text{m} \times 9\mu\text{m}$ ）。为此我们搭建反射式光路（图2），根据原定的设计，只是用了一个检偏器，而没有采用起偏器。这是考虑到光在通过半反半透镜 BS 时有一半的光强损失在透射光中，而激光器加平行光管产生的

平行光已经接近线偏振光，为了得到更好的观测效果，可以不使用起偏器。但是我在实验的过程中，在条件允许的情况下仍然添加了起偏器，这是根据接下来测得的振幅调制特性所做的决策。



(a) 后续实验所用状态



(b) 无起偏器（左），反相（右）

图 3 反射光功率随灰度值的变化关系曲线

SLM 的每个像素上所加电压与测控用计算机所加载图像的每个像素上的灰度值成正比，我们为 SLM 加载不同的纯色灰度图片，并在固定的光路中读取光功率计数据，作出图3所示的 SLM 反射光功率随所加载灰度的变化关系。图3的功率只是一个衡量单一状态下反射率的量，在不同条件下并不具有比较的意义。

图3(a) 的测控状态为：添加起偏器、起偏器的光轴方向垂直于检偏器。这种情况下反射光功率随灰度的增大而增大，但是在我们的实验中，该增量并未达到饱和，甚至没有出现线性变化的阶段。图3(b) 的测控状态为：不加起偏器、起偏器的光轴方向垂直于检偏器。这种情况下，反射光功率随灰度的变化关系大体上与图3(a)，但是这个变化并不是完全单调的，随着灰度值的增加，反射光功率先降低后增大，这是光源的偏振度不够高所致。这样的非单调关系，会导致计算机上的灰度图像到 SLM 的振幅调制过程中的数字灰度-光学强度对应关系发生失真。但是在我们后续的实验中，所

用的灰度图都是二值化的，灰度要么是 0，要么是 255，不存在中间值，因此这种失真曲线倒也不会对我们的实验造成影响，最多是衬比度稍有降低。因此，在光强实在太暗的情况下，为了更好的观测结果，去除起偏器这一操作是被允许的。图3(c)的测控状态为：添加起偏器、起偏器的光轴方向平行于检偏器。这种情况下，反射光功率随着灰度的增大而降低，与图3(a)的趋势相反，正如我们所预言的。值得注意的是，我们发现开关态反相操作，是不具有“灰度反演对称性”的，即使是开关态反相之后，光功率随着灰度值增加而产生的负增量也不会达到饱和。这说明该曲线的非饱和性是由液晶的性质决定的，而非为外部的偏振片所改变。

3 光学系统成像畸变测量

3.1 测量光路与测量方法

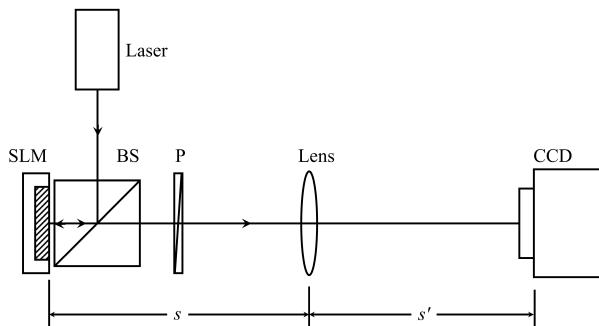


图 4 畸变测量光路

我们使用反射式光路（图4）来测量单透镜的畸变。

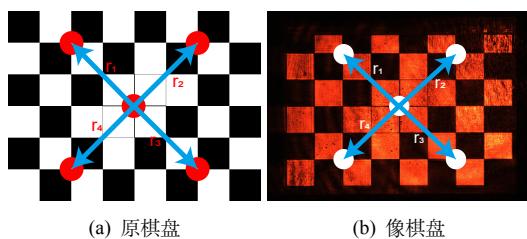


图 5 畸变率计算示意图

畸变的计算方法是，使用真实像高减去理想像高，再求其与真实像高的比值。像高就是图5中的 r_1, r_2, r_3, r_4 ，其测量方法是在计算机上计算各点坐标，并用平面几何的公式求它们的距离。

据此定义的畸变率为

$$q = \frac{r - r_0}{r_0} \times 100\% \quad (4)$$

3.2 影响畸变大小的因素

下面我们根据测量结果分析影响畸变大小的因素。

在此之前，我们指出影响畸变测量准确率的因素。用图4测量畸变时，难以确保棋盘格图像中心刚好在光轴（也就是畸变中心，不发生畸变的点）上，如果它们的相对位置发生偏移，畸变中心就不是棋盘格中心了，而我们根据实验观测到的图像，无法确认畸变中心的真实位置，只能将棋盘格中心当作畸变中心来估算畸变。这样算出的畸变就不是真实的畸变，如果我们假设透镜是各向同性的，那么畸变也该是各相同性的，错误的畸变零点计算会导致计算结果数值有偏差，计算的畸变也会是各向同性的。另一方面，我们在摆放光路时，很难确保实验所摆放的物距像距关系就能恰好满足我们需要的放大倍率，畸变率对此也是敏感的，下面我们仔细比较它们的差异。

放大率对畸变计算的影响体现在，我们在计算理论像高 r_0 时，是由 SLM 所加载物高再乘以理论放大倍率得到的，如果实际光路的放大倍率与理论的放大倍率有偏差，那我们应该在计算中对放大倍率作出修正，否则无法得到正确结果。事实上，在本实验的有限条件下，我们确实无法得到准确的放大率。

我们作出我们根据实验结果测算的畸变率随空间位置的分布图，如图6所示，其测量条件为：透镜焦距 50mm，放大倍率 $\frac{1}{4}$ ，图6的水平分量表示像平面上的点坐标，z 轴分量表示该点的畸变大小。这张图说明了空间位置对畸变的影响。

我们注意到，在根据实验图像计算畸变率时，采用不同的放大率来计算理论像高，会对畸变计算结果产生非常大的影响。图6(a) 表示计算理论像高时采用的是理想的理论放大率 0.25，而图6(b) 表示计算理论像高是所用的放大率为 0.22，仅与 0.25 有着较小的差异，却对图像的形状有着相当巨大的影响。这说明我们的测量结果是相当不稳定，具有系统性的不稳定因素，得到的结果也仅供参考。

图6中，畸变大体上是随着像高（到原点的水平距离）的增加而增大的，这说明发生的是枕形畸变。但是我们仍注意到，在 Y 方向上图6亦展示了桶形畸变的特征。这是吊诡的。这也许是因为我们的光路的非对称偏差所致。

我们在同一焦距、不同放大率，以及同一放大

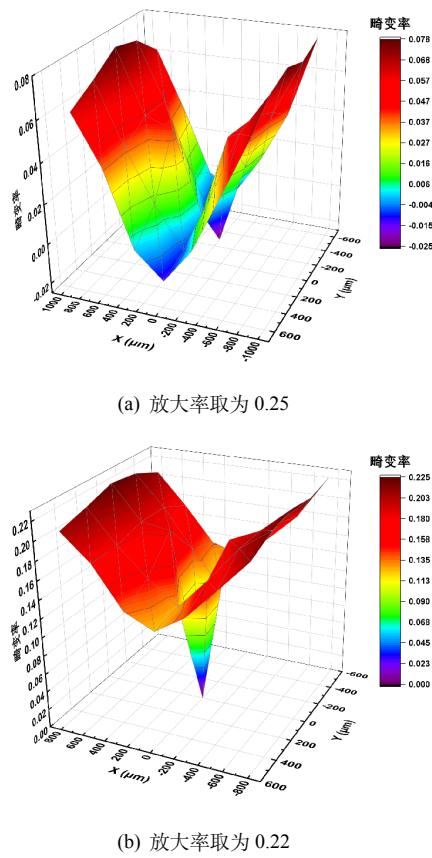


图 6 畸变率分布图

表 1 畸变关于焦距和放大率的关系

透镜焦距	放大率	畸变率	估计容差
50	1/4	5.8%	2.7%
70	1/4	4.0%	1.1%
150	1/4	-0.5%	0.8%
70	1/2	7.0%	1.9%
70	1/4	5.8%	2.7%
70	1/6	-1.2%	1.5%
70	2	7.0%	3.7%
70	6	10.7%	2.1%

率，不同焦距的情况下测量了放大率和焦距对畸变的影响，测量结果展示于表1中。表中畸变率表示测量图5中四个点的像高 r_1, r_2, r_3, r_4 的畸变的平均值，估计容差表示四个畸变率的算数标准差，表示了畸变率的不确定范围，确定了畸变率合理估计的上界和下届。但是由于我们上述分析的光路物距相距以及畸变中心偏移对畸变率产生的巨大影响，我们这里的测量结果也许亦是非物理的，仅供参考而已。

从表1中，对于像相对物缩小的情形（即放大率小于1）的情形，我们大致可以总结出如下畸变率随焦距和放大率的变化关系：固定放大率不变，透镜焦距越大，畸变率越小；固定透镜焦距不变，放大率越小，畸变率越小。表中焦距最大以及放大率最小的两组数据，畸变率已经变为负数了，这是因为畸变太小，畸变率的绝对值已经小于估计容差了。

我们并未从表1中总结像相对物放大的情形（即放大率大于1）的情形下的畸变规律，这是因为：我们只测量了两组数据，得不到普适的结论；在放大率大于1的情形，物距已经很小了，而物距正是我们调控光路系统的唯一指标，这种情况下，物距的很小改变，就会使实际放大率相对理论放大率产生很大的偏差，这种情况下测量的畸变已经是非物理的了。我们之所以作出如此果断的论断，是因为在实验中我们明显看到放大情形的畸变（按照我们的测量选点方法）是要小于缩小情形的，但是我们的测算结果却出现了相反的情况，这表明计算过程是物理的。

理论上来讲，用我们的方法测量（图5）到的畸变率，结果应当是放大的畸变要小于缩小的畸变，这是因为我们在做放大的畸变时，采用了更小的棋盘格，实际上按照图5方式所取的四个点是非常靠近光轴的，它们的畸变自然就小，这是从近轴近似的角度而言。如果根据图6所示的畸变率随理论像面空间位置（作为物面空间位置映射）的分布关系而言，也能得到相应结论，更大的放大率使得图像在水平方向进行拉伸，畸变场的梯度变得平缓，相同像面位置的畸变率就更小。从物面上可以分析，由于放大情形采用了更小的棋盘格，按照图5方式所取的四个点更靠近畸变中心（由图6映射到物面位置），畸变率是接近0的。

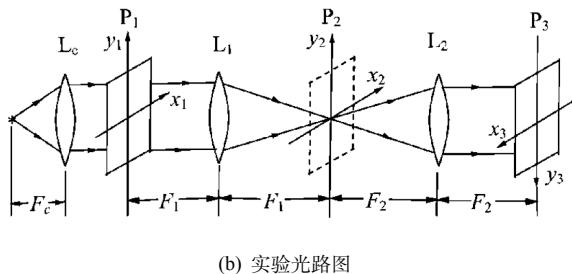
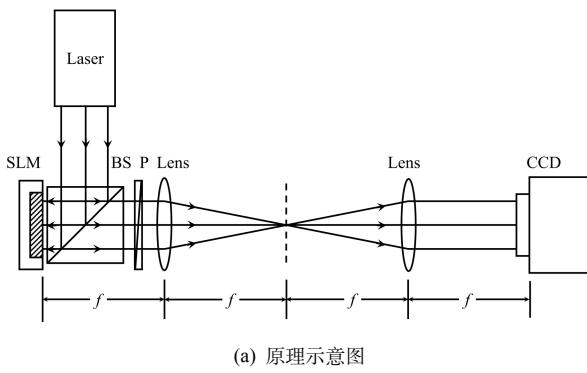


图 7 基于 4F 系统的阿贝成像原理示意图

4 空间频谱调制实验

在这里，空间光调制器作为一种可以根据需求逐像素点调节振幅和相位的物光源，可以通过灵活地加载具有不同空间频谱信息的图像，来更加便捷高效地进行空间频谱调制实验。甚至，学生可以使用自主设计的傅氏面图样，在计算机上进行傅里叶逆变换后加载到空间光调制器上并进行实际的光学观察，这可以很自然地将空间频谱调制实验和后续进阶的计算全息实验联系起来。此外，我们采用的平行光反射式空间光调制器结构所得到的物光波基本上是平行光，有助于实现光信息处理系统（4F 系统）的搭建，便于学生操作。

4.1 阿贝成像原理与 4F 系统

被观测物是不同空间频率信息的线性组合。

如图7所示，物 P_1 的空间分布可以正交完备地分解成一系列正弦光栅，入射光在此处发生夫琅禾费衍射（在单透镜的作用下得到夫琅禾费近似条件），光线经透镜 L 后将聚焦在平面 P_2 完成一次傅立叶变换，称 P_2 平面为傅氏面。 P_2 处光线的振幅可表示为：

$$g_2(x_2, y_2) \propto G(f_x, f_y) \\ = \iint_{-\infty}^{\infty} g_1(x_1, y_1) e^{-i2\pi(xf_x+ yf_y)/\lambda F_1} dx dy \quad (5)$$

，其中 P_2 振幅分布图样 $g_2(x_2, y_2)$ 位似于空间频

谱 $G(f_x, f_y)$ ，其位似关系由光栅方程给出

$$x_2 = \lambda F f_x \quad (6)$$

$$y_2 = \lambda F f_y \quad (7)$$

这里的 λ 是激光光源的单色光频率，它不包含时域频谱信息，使得频谱面上只展示无色散的空间频谱。如果采用白光入射，可以在频谱面上实现时域频谱和空间频谱的混合调制。

在本实验中，我们在傅里叶频谱面上安插一块透过率为 $T(f_x, f_y)$ 的滤波片，对傅里叶频谱面的光进行振幅调制，从而实现对物信息的空间频谱调制

$$g'_2(x_2, y_2) = g_2(x_2, y_2) T(x_2, y_2) \quad (8)$$

由位似关系有

$$G'(f_x, f_y) = G(f_x, f_y) T(f_x, f_y) \quad (9)$$

最后， P_2 上的光在透镜 L_2 的作用得到实现夫琅禾费场，在相面 P_3 相干叠加，实现一次傅里叶逆变换，将不同的空间频率信息合成为

$$g_3(x_3, y_3) = \iint_{-\infty}^{\infty} G'(f_x, f_y) e^{i2\pi(xf_x+ yf_y)} df_x df_y \quad (10)$$

其中，4F 系统在这个过程中的实际作用实际上是形成夫琅禾费衍射场，在夫琅禾费近似条件下，光传播过程的波前菲涅尔积分近似为傅里叶变换的形式，将实际光学过程与我们希望的数学变换联系起来。

4.2 验证阿贝成像原理

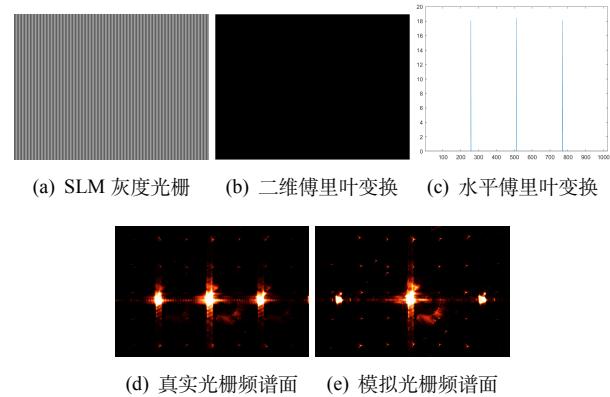


图 8 光栅频谱面图像

根据(5)，我们在傅里叶频谱面使用 CCD 拍

摄照片，可以看到物面的空间频谱图。

实验中我们采用反射式 SLM（分辨率：1024 × 768；像素大小：9μm × 9μm），实验光路如图7(a)所示。在图8中，我们对比理论所给傅里叶变换结果、实物光栅衍射图样、SLM 模拟光栅衍射图样。图8(a)为加载到 SLM 中的灰度图，为 256 线的一维光栅；图8(b)(c)给出使用 matlab 对图8(a)进行傅里叶变换的结果，图8(b)的图案为水平排列的三个小白点，图片中白点过于锐利可能不容易看清楚，图8(c)则是对图8(b)提取了水平截面，展示出水平方向的三个频谱峰；图8(d)是在光路（图7a）中将检偏器换成了实物光栅，其傅氏面上显然仍有 SLM 像素结构引起的二维光栅衍射杂斑以及 SLM 小尺寸通光口径引起的夫琅禾费单矩孔衍射引起的十字分布密集条纹；图8(e)是将图8(a)的灰度图加载到 SLM 中模拟光栅，得到的夫琅禾费衍射光斑，这里的实物光栅和模拟光栅的光栅常数是不同的，故衍射斑间距也就有所差异，但是他们定性上是一致的，这验证了阿贝成像原理的第一步傅里叶变换(5)。

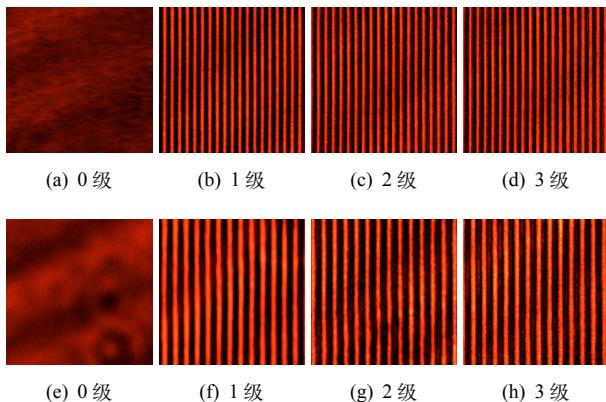
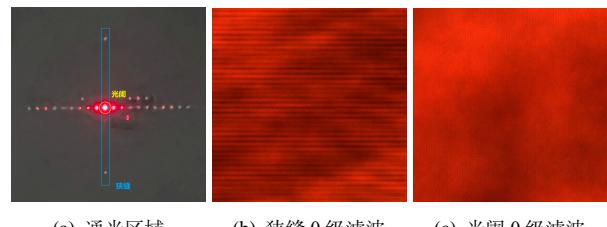


图 9 不同级频谱对成像的影响

(a)-(b) 为真实光栅，(e)-(h) 为 SLM 模拟光栅。级数表示在傅氏面有多少级条纹通过了滤波狭缝，比如“2 级”表示有 0, ±1, ±2 级频谱通过了狭缝。这里展示的是 CCD 所摄图像的局部，每一张照片的尺寸为 960μm × 960μm。

在傅里叶频谱面上添加狭缝，使不同级衍射光斑通过，根据(10)，可以实现对像方波前的空间频谱调制，并且根据光栅方程(6)(7)，越高级的衍射斑对应与更高的空间频率。图9给出了狭缝开口宽度逐渐增大的过程中，像图案的变化。只通过 0 级光的情况下（图9a,e），像面呈现几乎均匀的光场，无明显条纹出现，这对应的是空间周期无穷大的物面图案分量；0 级、±1 级光通过的情况下

（图9b,f），像面出现了与物光栅图样一致的条纹；更高级光通过的情况（图9c,d,g,f），像面图样并无太大变化，相同频率的光信息已经包含在 ±1 级光中了，该情况的图案还展示了更多杂乱的噪声，图像细节被包含在了高级光中。这里仍然需要说明的是：实物光栅和模拟光栅的光栅常数不同，因此像面图像（一致于物面图样）自然依然不同，条纹间距是不同的；为了在较小的图片内清晰展示像面图样，我们只展示了 CCD 所摄图像的局部，毕竟像面图样是平移对称的；这里（图9）展示的滤波图样中，实物光栅我们是用两个光屏构造的狭缝（这么做的原因我们下文会论述）来滤波的，模拟光栅我们是使用可调孔径的光阑来滤波的，这会对图像细节带来一定的差异，我们下面详细说明这一点。



(a) 通光区域 (b) 狹缝 0 级滤波 (c) 光阑 0 级滤波

图 10 低通滤波时出现的水平条纹

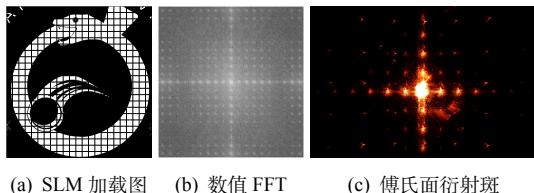
(a) 使用“狭缝”滤波，则频谱面上的纵向衍射斑可以通过；使用光阑滤波，则只有中心的 0 级斑可以通过。(b) 和 (c) 展示的是 CCD 所摄图像的局部，每一张照片的尺寸为 360μm × 360μm。

由于 SLM 的像素大小是有限的，实际上相当于一个空间频率比较高但不是无穷高的网格状二维光栅，所以傅氏面上也会出现这一空间频谱。图10(a)的两个纵向分立的光斑就是这一衍射图样的纵向分量。必须注意到的是，由于我们这里采用的反射式 SLM，像素大小是比较小的，因此衍射的光斑间距就会比较大，这里我们的纵向 ±1 级光斑位置已经超出了 CCD 的采光范围（这正是 SLM 指标优秀的表现，说明它的像素衍射图样不至于过分影响学生们的观察），也超出了实验室所用的可调狭缝的纵向尺寸，因此我们这里使用纸板来接收傅氏面图样，而非采用 CCD 拍摄的方式。在实验操作中，我们观察到有些学生（包括指导老师）为了观察到这一纵向频谱产生的水平条纹，而采用实验室的可调狭缝来滤波，这是无法达到目的的，因为实验室的可调狭缝会的边框会挡住或者部分挡住这两个纵向 ±1 级光斑。在我们的实验中，为了避免这一点，我们的使用两个靠近的

光屏手工制作“可调狭缝”以使得两个纵向 ± 1 级光斑得以通过，并观察到了水平方向的像面条纹（图10b），如果用光阑（傅氏面通光区域示于图10a）进行傅氏面波前振幅调制，则不会产生这一条纹。

4.3 空间频谱信息调制

接下来我们利用基于空间光调制器的4F光信息处理系统来实现空间频谱的调制。下面的内容包含高通滤波、低通滤波和方向滤波。

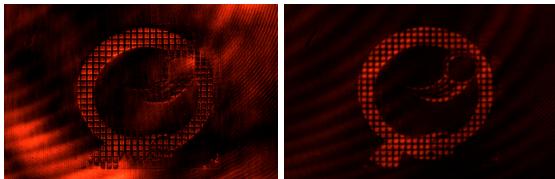


(a) SLM 加载图 (b) 数值 FFT (c) 傅氏面衍射斑

图 11 物面图样与傅氏面图样

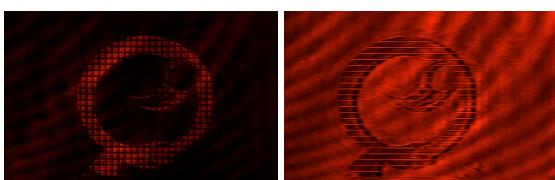
如前文一样，我们在图11中对比物面原灰度图像、使用 MATLAB 数值计算的二维傅里叶分布频谱以及实际在傅氏面观察到的衍射斑，可以看到数值 FFT 的结果与傅氏面的光强分布确实是位似的。

这里我们的物面图像是以中山大学物理学院乒乓球比赛徽章为母版，添加了网格图样而来。图案既是衔尾蛇，寓意“仰观宇宙之大，俯察品类之盛从微观到宏观万物皆究物理”，又兼乒乓球拍击球的动势，寓意物院学子在赛场上“中流击水，浪遏飞舟”的肆意青春。



(a) 高通滤波

(b) 低通滤波



(c) 未滤波

(d) 纵向滤波

图 12 滤波后的相面图样

图12(a)是在傅氏面加载高通滤波片后，像面拍摄到的图像。如果用高通滤波片将0级光完全遮挡，则光强过暗（反射式光路本身在半反半透镜中就会损失一半的光强，因此光强是比较暗的），

反而不利于体现高通滤波的结果，我们这里采用的是将高通滤波片偏置的方法，即，使0级光从高通滤波片的偏远透射很小的一部分，以呈现浮雕式的效果，这也是许多显微镜专家在做暗场（即高通）观测时喜欢用的做法。高通滤波的结果是，使图像的空间频率高、空间周期小的信息保留下来，突出呈现更多的细节，滤去大空间周期的衬底光。图12(b)是低通滤波后的像面图像，其特点是保留了空间低频信息，呈现图像的整体轮廓，滤去了噪声的同时也使图像的细节变模糊。为了作为对比，我们还在图12(c)中展示了未经过滤波片滤波的正常像面图像。此外，我们还尝试只保留傅氏面的纵向光斑，得到的结果是，本来衔尾蛇内部的网格变成了水平条纹。下面的方向滤波实验将更加详细地讨论这一现象。

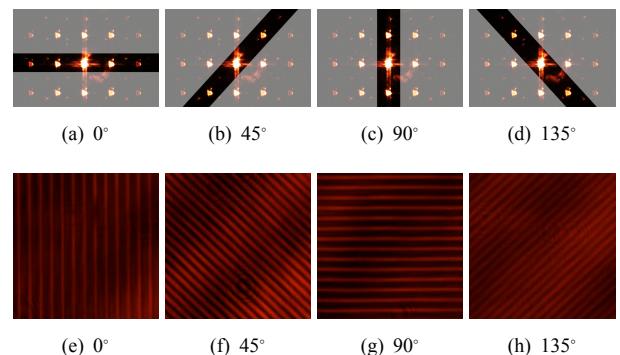


图 13 方向滤波
像面图像为 CCD 所摄图像的局部，展示的尺寸为 $960\mu m \times 960\mu m$ 。

将二维光栅（即黑色的网格，或者看作是白色的方块阵列）的图案加载到 SLM，得到的空间频谱正是为光栅的夫琅禾费衍射斑，即一个二维点阵。如图13(a)-(d)，我们使用实验室可调狭缝进行方向滤波，即，将狭缝置于不同的角度，允许不同角度的傅里叶光斑通过。图13(a)-(d)是滤波方向的示意图，半透明蒙版所覆盖的区域即为狭缝所遮挡的区域，下方(e)-(h)即为对应的像面图样。

方向滤波的结果是，像面的条纹总是垂直于狭缝。这是因为，在垂直于狭缝的方向，只有代表最低空间频率信息的0级光能够通过，像面上自然也就失去了该方向上全部的频率信息，只剩下连续的衬底，因而条纹垂直于狭缝方向。

此外，我们测量方向滤波所得图样的条纹间距，并求导数得到它们的空间频率（表2），可以看出 45° 和 135° 对应的条纹间距大致是 0° 和 90° 对应的条纹间距的 $\sqrt{2}$ 倍。这一结果是由位似关系

表2 不同滤波角度得到的像面图样空间频率

滤波角度(°)	0	45	90	135
空间频率(a.u.)	0.963	1.414	1.037	1.519

(6)(7) 预言的，因为 45° 和 135° 滤波所通过的傅氏面各级衍射斑到光轴的距离是 0° 和 90° 滤波时对应的各级衍射斑到光轴的距离的 $\sqrt{2}$ 倍。其中，为了便于比较不同滤波角度的空间频率（条纹间距的倒数），表中空间频率值已用水平和数值方向的条纹间距的平均值归一化处理。

5 全息实验

SLM 可以快捷、实时地调制振幅信息，并且便于与实验测控计算机的数值分析协同工作，该特点极大地方便了全息术的实现。传统光学全息术分为波前记录和波前再现两个过程，这两个过程中往往需要全息干版来定影、显影，这是相当耗时间的。利用 SLM 和 CCD 配合，可以使用 CCD 来记录波前，并将图片加载到 SLM 上，即是波前重现，提高了全息术的效率，使得学生可以在实验室中通过有限的课时来对全息术进行较为深入的探究。

我们下面将简述全息术的原理，然后分布实现基于 SLM 的“传统光学全息”。基于 SLM 的数字全息即是使用光学过程配合 CCD 实现波前记录，然后使用计算机数值模拟波前再现，这一步检验了使用 CCD 记录波前的可行性，也便于学生了解全息的中间步骤。基于 SLM 的计算全息即是使用计算机数值模拟来得到含有全息信息的波前与参考光的干涉图样，再通过传统光学过程再现，这一步检验了使用 SLM 再现波前的可行性。最后，我们将两步结合起来，以 SLM 为中间媒介，不借助计算机数值模拟，实现传统光学的二步全息术。

5.1 傅里叶全息

传统光学二步全息术通过引入参考光与物光波干涉来实现物光波波前和相位全信息的记录。

设物光波波前的复振幅为

$$\tilde{O}(x, y) = O(x, y)e^{i\phi(x, y)}$$

参考光波前复振幅为

$$\tilde{R}(x, y) = R(x, y)e^{i\psi'(x, y)}$$

则它们相干叠加得到光强分布

$$I(x, y) = O^2 + R^2 + \tilde{R}^* \tilde{O} + \tilde{O}^* \tilde{R} \quad (11)$$

使用 SLM 或者传统光学干版的线性冲洗得到透射率（或者反射式 SLM 的反射率），线性记录光强信息

$$t(x, y) = t_0 + \beta I(x, y) \quad (12)$$

波前再现时，对照明光

$$\tilde{R}'(x, y) = R'(x, y)e^{i\psi'(x, y)}$$

的振幅进行 $t(x, y)$ 形式的振幅调制

$$\begin{aligned} \tilde{T}(x, y) &= \tilde{R}'t = \tilde{R}'(t_0 + \beta R^2 + \beta O^2) \\ &+ \beta R'R [\tilde{O}e^{i(\psi' - \psi)} + \tilde{O}^* e^{i(\psi' + \psi)}] \end{aligned} \quad (13)$$

其中第一项表现为偏置与噪声，第二项中， \tilde{O} 为发散波，成虚像， \tilde{O}^* 为汇聚波，成实像，相位调制银子课通过选取 ψ' 和 ψ 来消去或部分消去，它们无非使像的位置和大小发生变化。

在数值计算中，可用夫琅禾费衍射公式给出波前演化

$$\begin{aligned} \tilde{O}_H(x, y) &= \frac{e^{ikz} e^{i\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)}}{i\lambda z} \cdot \\ &\iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{O}(\xi, \eta) e^{-i\frac{2k}{\lambda z}(x\xi + y\eta)} d\xi d\eta \end{aligned} \quad (14)$$

亦称傅里叶全息。需满足近似条件

$$z \gg \frac{k(\xi^2 + \eta^2)_{\max}}{2}$$

在实验中使用透镜很容易实现此条件。

5.2 基于 CCD 的数字全息

相较于传统光学的两步光学全息，数字全息采用光学记录、数字再现的方法实现全息。

数字全息的数字再现过程实际上是非常简单的。大体的数值计算思路是，将 CCD 所摄的波前记录图像光强分布矩阵线性转化为透射率矩阵，将其逐元素乘在数值照明光波前上，进行照明光波前的振幅调制。至于这里的照明光波前采用何种函数，实际上是无关紧要的，根据(13)，照明光波前函数能够调整的是(13)的物光波项 \tilde{O} 及其共轭项 \tilde{O}' 的系数，其中物光波为发散波，不表现为像面成像，共轭项为汇聚波，则会在像面成像，因

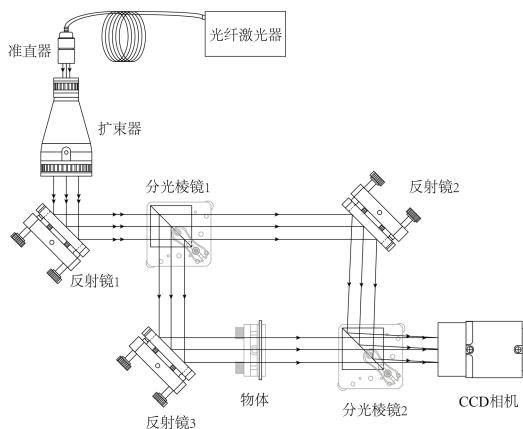


图 14 数字全息波前记录光路

此只要共轭项的系数不太小，就不影响数字全息的实现。进行照明光波前的振幅调制，需要根据公式(14)模拟像光波的传输，这里利用计算机中的傅里叶变换 fft 函数是容易实现的。在本实验中，我们使用中山大学物理学院基础物理实验室制作的 HolographicOpticsToolbox 集成式数字全息计算全息软件实现数字全息过程。在附录C中，我们也给出了自己编写的数字全息代码，其数字成像效果展示在附录B中。

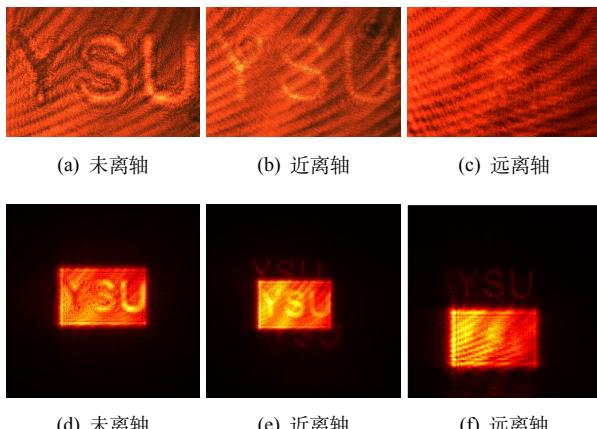


图 15 离轴数字全息

数字全息能够成功的核心要点在于离轴参考光的光学制备。首先要保证参考光和物光波有足够的相干性，这需要二者的振幅和光程比较接近，我们通过马赫-曾德干涉光路来实现这一点，如图14所示。在实验中，不需要用到 SLM，只需要用 CCD 来记录图像。参考光的离轴是最为重要的，如果参考光的传播方向平行于物光波的传播方向，则(13)中的本底项将会淹没全息项。具体在图15中可以得到体现。只有当参考光的传播方向和物光波的传播方向偏离一定角度时，在像面

接受图像时，本底项和全息项才会在空间中错开，使我们观察到全息像。

我们所采用的物为印有 SYSU 字母的滤光板，由于 CCD 尺寸有限，我们只拍摄其中的三个字母。图15(a)-(c)依次展现了离轴参考光、较小角度离轴参考光、较大角度离轴参考光的 CCD 波前记录图像，图15(d)-(f)依次展现了离轴参考光、较小角度离轴参考光、较大角度离轴参考光的数字模拟全息图像。参考光的离轴程度可以从图15(a)-(c)中字母上的物光波与参考光的干涉条纹间距来判断，在参考光未离轴时，图15(a)的字母上无干涉条纹。在参考光离轴时，物光波的波阵面上，参考光带有一个线性的相位分布，与物光波发生干涉，形成干涉条纹。如图15(b)-(c)，参考光离轴程度越大，参考光在物光波的波阵面上的相位梯度也就越大，干涉的消长也就更加频繁（指空间频率），干涉条纹就越密集。图15(d)-(f)展示不同程度离轴光的数字全息结果，可以看到参考光的离轴程度越大，全息像就在空间上和本底光分得越开，越容易观察。参考光的方向忘那边倾斜，全息像就从本底的哪边偏出。

计算全息的结果是非常符合我们的理论预期的，这说明使用 CCD 来记录波前分布是具有一定的可行性的。

5.3 基于 SLM 的计算全息

现在我们使用 SLM 来实现计算全息，即数字记录、光学再现。

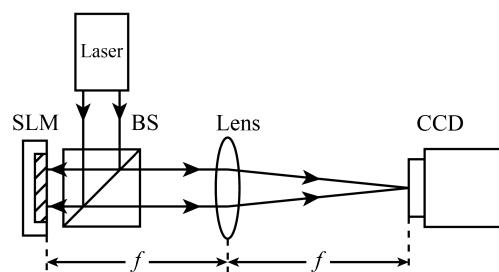


图 16 计算全息波前再现光路

计算全息的光路非常简单，如图16所示。这里只需要一个透镜就可以实现类似之前 4F 系统的双透镜成像，这是一件有趣的事情。其原因是，对于(13)中的物光波波前项物光波项 \tilde{O} (发散光) 及其共轭项 \tilde{O}' (汇聚光) 而言，我们所用的照明激光与计算中的参考光共轭的成分使得共轭项 \tilde{O}' 得以保留，只要这一项的系数不为零，物光波就多了这一汇聚光的成分，由原来的发散物光部分转化为

了汇聚物光，这个过程就类似于一个凸透镜的汇聚作用。这也就说明了，为什么我们的图16是在实际透镜的焦面上接受全息像——此时的本底项反而被真实透镜汇聚到了一个点，而共轭项 \tilde{O}' 则相当于在整个过程中经过了两个凸透镜，形成了 4F 系统，得以再次清晰成像。

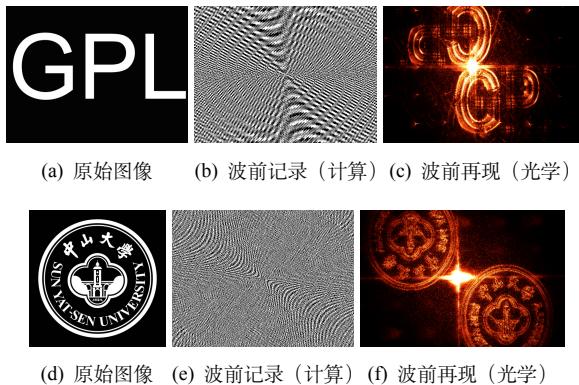


图 17 计算全息：数字记录光学再现

计算全息的核心步骤其实是数值计算，其关键仍然在于数值构造离轴参考光。离轴参考光的原理我们在上一小节已经详述了。数值上的相干光是容易制备的，只需要让复振幅相加即可，离轴则体现在参考光的线性相位因子，使得参考光的等相位面（即波阵面）的垂线方向（即传播方向）与物光波的传播方向偏离一定的角度。这一线性因子的构造我们也展示在了附录的程序C.1中，此外此处数值模拟近场的传播使用的则是菲涅尔积分公式，代码实现与附录C.2，使用了菲涅尔傅里叶卷积方法来提高运行效率。在实际的实验过程中，我们使用 HolographicOpticsToolbox 来实现这一过程。

5.4 基于 SLM 的传统光学全息

至此我们通过上面两个实验证明了使用 CCD 记录波前的可行性、使用 SLM 再现波前的可行性。那么，我们完全可以只将 CCD 和 SLM 作为媒介，不依赖数值计算，使用光学手段实现传统光学的二步全息术。

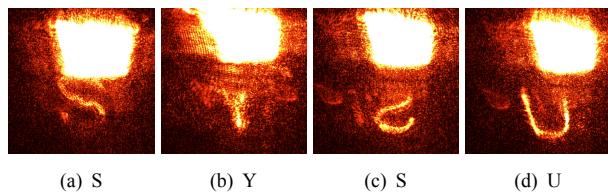


图 18 基于 SLM 的传统光学全息图

我们将数值全息实验中使用马赫-干涉光路得到的 CCD 图像（图15a-c）加载到图16光路的 SLM 中，最后在像面上观察到的图像如图18所示。由于在波前记录的过程中，我们制作的参考光的振幅与物光波的振幅匹配地不够好，导致全息图15a-c 中损失了许多信息，足以在照明光条件下清晰呈现完整的 SYSU 字母，只能一次呈现一个字母，因此我们使用了多张全息图，逐个字母地拍摄了 SYSU 的光学全息图像。其中第三个字母 S 的左右镜像是由我们放置物滤波片时本身就左右反转所致。

6 讨论与评价

本文展示了基于空间光调制器的单透镜畸变标定实验、空间频谱调制实验、全息实验共三个实验。它们都利用了 SLM 的振幅调制特性。这三个实验有助于帮助学生理解光场的传播和成像原理，SLM 作为“一张灵活的草稿纸”将学生的理论知识转化到了实际操作中。

参考文献

- [1] 王天及, 杨世宁, 李耀棠, 张世超, 范少武, 温焕荣, and 谭明业. 空间光调制器的发展. 光电子. 激光, (3), 1988.
- [2] 魏爱俭, 连洁, 范书振, and 陈大明. 新颖特色的现代化光学实验多媒体课件. 大学物理实验, 16(3):4, 2003.
- [3] 沈韩等. 中山大学物理学院基础物理实验室实验讲义: 实验 c7 基于空间光调制器的光学实验. [EB/OL]. <http://lovephysics.sysu.edu.cn/doku.php?id=courses:thirdlevel:exp7> (Accessed March 22, 2022).

Optical Experiments Based on Spatial Light Modulator

Yinkai Yu and Yuchen Wang

School of Physics, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China

Abstract: Spatial light modulator (SLM) is a device which realizes real-time phase and amplitude modulation of light field based on the electro-optic polarization characteristics of liquid crystal TN box. Using the amplitude modulation characteristic of SLM, it can be used as a light source with adjustable details to participate in optical experiment teaching, which can help students complete single lens distortion calibration experiment, spatial spectrum modulation experiment and holographic experiment, and deepen their understanding of light field propagation and optical imaging principle.

Key words: spatial light modulator, optical imaging distortion, spatial spectrum, holography.

A 实验信息记录

A.1 基本信息

实验室房间号: 104 实验人姓名 (学号): 余荫铠 (20343078)

实验桌桌号: 102A08 合作者姓名 (学号): 王誉晨 (20343059)

A.2 实验环境

第一次实验 (2022 年 3 月 2 日星期三下午) 室温: 18 湿度: 78

第一次实验 (2022 年 3 月 9 日星期三下午) 室温: 21 湿度: 57

第一次实验 (2022 年 3 月 16 日星期三下午) 室温: 23 湿度: 78

A.3 仪器设备

凸透镜 焦距 50mm、70mm、150mm

宽度可调狭缝

白屏

CCD 相机 MER-630-60U3C-L (分辨率 3088×2064 , 像素大小 $2.4\mu m \times 2.4\mu m$)

液晶空间光调制器 反射式 (分辨率 1024×768 , 像素大小 $9\mu m \times 9\mu m$)

光纤耦合激光器 650nm, P>2mW, 单模光纤, 芯径 $4\mu m$

实验测控用计算机

可变圆孔光阑

空间滤波器

光栅片 200 线

准直镜

扩束镜

B 思考题解答

题 1. 本实验所用的空间光调制器是哪种类型的空间光调制器？

向列型液晶反射式电寻址空间光调制器。

题 2. 为什么同一缩小、放大倍数的棋盘格，缩小的棋盘格的畸变要比放大的棋盘格的畸变大？

理论上来讲，用我们的方法测量（图5）到的畸变率，结果确实是放大的畸变要小于缩小的畸变——这是因为我们在做放大的畸变时，采用了更小的棋盘格，实际上按照图5方式所取的四个点是非常靠近光轴的，它们的畸变自然就小，这是从近轴近似的角度而言。如果根据图6所示的畸变率随理论像面空间位置（作为物面空间位置映射）的分布关系而言，也能得到相应结论，更大的放大率使得图像在水平方向进行拉伸，畸变场的梯度变得平缓，相同像面位置的畸变率就更小。从物面上可以分析，由于放大情形采用了更小的棋盘格，按照图5方式所取的四个点更靠近畸变中心（由图6映射到物面位置），畸变率是接近0的。

不过在实际的实验结果（表1）中，我们的测算给出了相反的结果。我们认为这个结果是非物理的，它来源于相当大的系统误差——在放大率大于1的情形，物距已经很小了，而物距正是我们调控光路系统的唯一指标，这种情况下，物距的很小改变，就会使实际放大率相对理论放大率产生很大的偏差。在根据实验图像计算畸变率时，采用不同的放大率来计算理论像高，会对畸变计算结果产生非常大的影响。图6(a)表示计算理论像高时采用的是理想的理论放大率0.25，而图6(b)表示计算理论像高是所用的放大率为0.22，仅与0.25有着较小的差异，却对图像的形状有着相当巨大的影响。这说明我们的测量结果是相当不稳定，具有系统性的不稳定因素，得到的结果也仅供参考，这种情况下测量的畸变已经是非物理的了。

题 3. 运用阿贝成像原理，说明实物一维光栅与空间光调制器输入的一维光栅的频谱差异原因，综合解释“验证阿贝成像原理（一）”和“验证阿贝成像原理（二）”所看到的现象。

这是一个过时的问题，因为它是只针对投射式 SLM 的。

我们组在实验中使用的是反射式 SLM，我们在做实物光栅实验时，只是将原反射光路中的检偏器换成了实物光栅，此时光依然会在 SLM 处反射，会在 SLM 的网格状像素处发生夫琅禾费衍射（透镜作用下），所以用实物光栅和 SLM 模拟光栅所观察到的由 SLM 的网格状像素衍射频谱是完全一致的，仅有的不同只是由不同的光栅常数引起的水平方向衍射斑间距差异。

但很巧的是，如果我们使用 CCD 来观察像面，会发现实物光栅的像面图样是没有由纵向频谱引起的水平条纹的。这是因为，我们所采用的反射式 SLM 的像素线性尺寸仅有 $9\mu m$ ，其衍射斑的间距是比较大的，超出了实验室光栅器件的通光范围，导致纵向频谱直接被过滤掉了，所以在像面上观察到的仍是纯净的竖直条纹，其实这正式 SLM 性能足够优异的表现。而如果观察 SLM 模拟光栅的像面，则会看到纵向频谱引起的水平条纹。

为了更清晰地观察到 SLM 模拟光栅的像面的水平条纹，我们常常采用狭缝来滤掉水平方向的光栅衍射斑，只保留水平方向0级光和竖直方向频谱。这里又有一个大坑，在这一步实验中，绝大部分同学，包括指导老师的做法都是错误的。仍是因为前面所说的原因，反射式 SLM 的纵向衍射斑间距很大，超出了实验室可调狭缝的纵向通光范围，如果我们使用实验室的可调狭缝来进行水平方向的滤波，也会同时滤掉或部分滤掉竖直方向的频谱，从而无法观察或无法清晰地观察到水平条纹。正确的做法应当是，如我们正文中所做的那样，使用两个光屏，手动制作一个狭缝，这样可以滤掉水平方向频谱，又能有较大的纵向通过区域，以保留纵向频谱，就可以清晰地观察到水平的条纹了。

题 4. 如何从阿贝成像原理来理解显微镜（或望远镜）的分辨本领？为什么说一定孔径的显微镜只能具有有限的分辨本领，不能用增大放大倍数的办法来无限制提高其分辨样品细节的能力？

口径有限的光学成像元件都是一个低通滤波器，无法通过高频光，而细节的信息正式保留在高频光中，故一定口径的显微镜无法无限制提高分辨细节的能力。

题 5. 分析影响计算全息成像效果的因素。

核心在于数值制备离轴参考光。

首先看离轴。如果参考光的传播方向平行于物光波的传播方向，则(13)中的本底项将会淹没全息项。具体在图15中可以得到体现。只有当参考光的传播方向和物光波的传播方向偏离一定角度时，在像面接受图像时，本底项和全息项才会在空间中错开，使我们观察到全息像。离轴在数值计算中体现在参考光的线性相位因子，使得参考光的等相位面（即波阵面）的垂线方向（即传播方向）与物光波的传播方向偏离一定的角度。这一线性因子的构造我们也展示在了附录的程序C.1中。

参考光需要与物光波有较好的相干性，这保证了物光波的完整信息可以在干涉中得以保留。对于(13)中的物光波前项物光波项 \tilde{O} (发散光) 及其共轭项 \tilde{O}' (汇聚光) 而言，我们所用的照明激光与计算中的参考光共轭的成分使得共轭项 \tilde{O}' 得以保留，只要这一项的系数不为零，物光波就多了这一汇聚光的成分，由原来的发散物光部分转化为了汇聚物光，这个过程就类似于一个凸透镜的汇聚作用。这也就说明了，为什么我们的图16是在实际透镜的焦面上接受全息像——此时的本底项反而被真实透镜汇聚到了一个点，而共轭项 \tilde{O}' 则相当于在整个过程中经过了两个凸透镜，形成了4F系统，得以再次清晰成像。

题 6. 尝试编写计算全息及数字全息的代码。

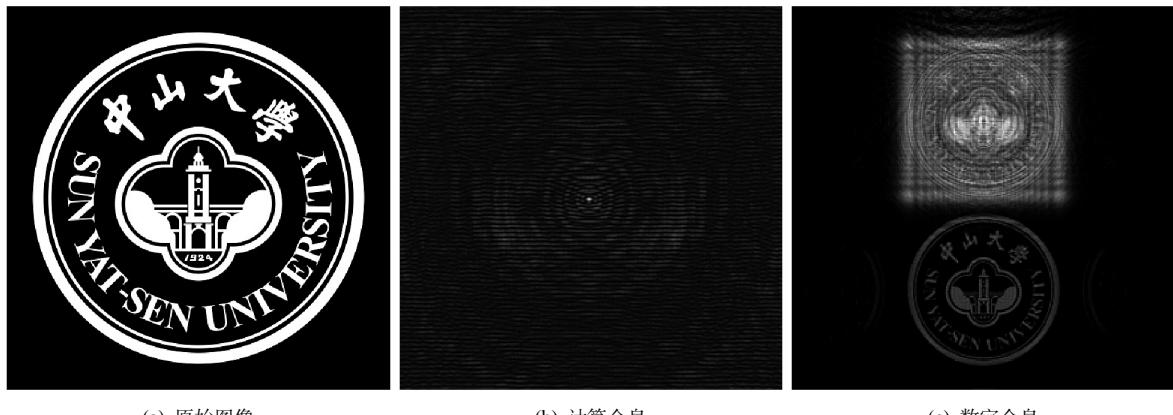


图 19 自编 matlab 程序实现的计算全息与数字全息

我们编写的代码展示在附录C中。图19展示了它的运行结果，成功实现了计算全息与数字全息。

C 代码

C.1 主程序: 计算全息与数字全息

```

1  %% Computer Generated Holography and Digital Holography
2  % by Yinkai Yu 2022/3/22
3  %
4
5  %% Predefine
6  % unit
7  cm = 1e-2;
8  mm = 1e-3;
9  um = 1e-6;
10 nm = 1e-9;
11
12 % parameter
13 z      = 300*mm;           % transmission distance
14 lambda = 630*nm;          % wavelength
15 k      = 2*pi/lambda;
16
17 %% Computer Generated Holography
18 % original image
19 A = imread('SYSULogo.jpg');
20 if ndims(A)==3
21     A=rgb2gray(A);
22 end
23 figure;
24 imshow(A);
25
26 % object light wave
27 [MO, NO]= size(A);        % adjustable hologram resolution
28 % M      = 2*MO;
29 % N      = 2*NO;
30 M      = MO;
31 N      = NO;
32 hx     = 0.5*cm;          % real size of original image
33 hy     = 0.5*cm;
34 dnx   = hx/M;
35 dny   = hy/N;
36 x     = dnx.*([ones(N,1)*[-M/2:M/2-1]]);
37 y     = (dny.*([ones(N,1)*[-M/2:M/2-1]]))';
38 f0    = zeros(N,1)*[1:M];
39 % f0(ceil(MO*0.5):ceil(MO*0.5)+MO-1, ceil(NO*0.5):ceil(NO*0.5)+NO-1)=A/255;
40 f0    = A/255;
41 [f1, dx1, dy1, x1, y1] = fresnel(f0,M,N,dx1,dy1,z,lambda);
42
43 % off axis reference light
44 theta  = pi/6;            % off axis angle
45 ur     = exp(-j*k*y1*sin(theta));
46 f11   = f1+ur;
47 f11   = abs(f11).^2;
48 f111  = mat2gray(f11);
49 figure; imshow(f111);
50
51 %% Digital Holography
52 urr = f11 .* conj(ur);    % conjugate illumination light
53 [f2, dx2, dy2, x2, y2] = fraunhofer(urr,N,N,dx1,dy1,z,lambda);
54 f2=abs(f2).^2;
55 f2=mat2gray(f2);
56 figure;imshow(f2);

```

C.2 函数：菲涅尔积分衍射公式

```

1 %% Fresnel integral convolution method
2 % Optics Fresnel integral
3 function [f1,dx1,dy1,x1,y1] = fresnel(f0,M,N,dx0,dy0,z,lambda)
4 k = 2*pi/lambda;
5 du = 1./(M*dx0);
6 dv = 1./(N*dy0);
7 u = ones(N,1)*[0:M/2-1 -M/2:-1]*du;
8 v = [0:N/2-1 -N/2:-1]'*ones(1,M)*dv;
9 H = exp(-i*pi*lambda*z*(u.^2+v.^2));           %Fourier transform of kernel
10 f1 = ifft2(fft2(f0).*H);                         %Convolution
11 dx1 = dx0;
12 dy1 = dy0;
13 x1 = ones(N,1)*[-M/2:M/2-1]*dx1;                %Baseline for output
14 y1 = [-N/2:N/2-1]'*ones(1,M)*dy1;

```

C.3 函数：夫琅禾费积分衍射公式

```

1 %% Fresnel integral Fourier transform method
2 % Optics Fraunhofer integra
3 function [f1,dx1,dy1,x1,y1] = fraunhofer(f0,M,N,dx0,dy0,z,lambda)
4 k = 2*pi/lambda;
5 x0 = ones(N,1)*[-M/2:M/2-1]*dx0;
6 y0 = [-N/2:N/2-1]'*ones(1,M)*dy0;               %Input f0 is in natural order
7 g = f0.*exp(i*0.5*k*(x0.^2+y0.^2)/z);          %First phase factor
8 G = fftshift(fft2(fftshift(g)));                  %Fourier transform
9 du = 1./(M*dx0);
10 dv = 1./(N*dy0);
11 dx1 = lambda*z*du;
12 dy1 = lambda*z*dv;
13 x1 = ones(N,1)*[-M/2:M/2-1]*dx1;                %Baseline for output
14 y1 = [-N/2:N/2-1]'*ones(1,M)*dy1;                %Second phase factor
15 f1 = G.*exp(i*0.5*k*(x1.^2+y1.^2)/z);
16 f1 = f1./(i*lambda*z);

```

D 原始数据与教师签名

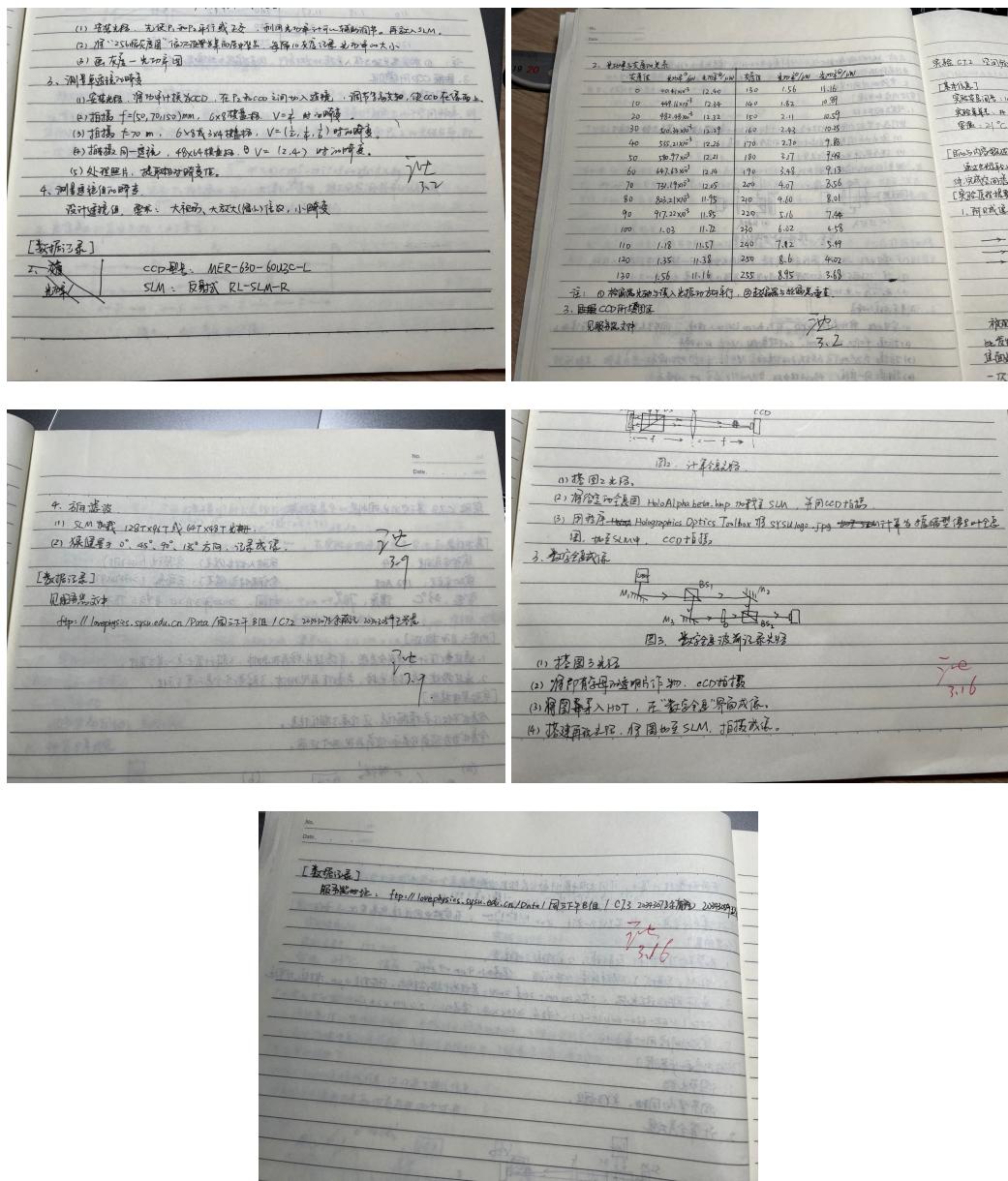


图 20 原始数据与教师签名