

## 氯化银乳胶偏振全息术的研究

徐慎初 刘守林 易

(福建师范大学物理系激光研究室)

**提要:** 本文论述氯化银乳胶偏振全息术的原理, 同时报道我们的实验和结果。

## Study of polarization holography of silver-chloride emulsion

Xu Shenchu, Liu Shou, Lin Yi

(Laser Research Laboratory, Department of Physics, Fujian Teachers University)

**Abstract:** This paper discusses the principles of the polarization holography of silver-chloride emulsions, and reports our experimental results.

## 一、引言

较早的时候已经知道, 氯化银晶体受到紫外光照射后会生成胶态形中心(简称K心), 这种色心使氯化银晶体的吸收光谱在长波一侧产生附加的吸收带<sup>[1]</sup>。当用偏振光激发已形成K心的氯化银晶体时, 会发生吸收的偏振选择性和双折射<sup>[2]</sup>, 该效应称为Weigert效应。由于K心的这一属性, 氯化银乳胶已被当作一种对偏振光敏感的材料而用于某些光学信息处理<sup>[3, 4]</sup>。

人们自然会想到, 经紫外光辐射后的氯化银乳胶应当可以作为偏振全息术的记录介质。可是, 迄今为止这方面的报道极少, 主要由于以下两方面的原因<sup>[5]</sup>: (1) 尚未找到完善的理论根据; (2) 缺乏可靠的实验技巧。

## 二、原理

设入射到记录底片上的参考波和物波的琼斯向量分别是  $a'_1$  和  $a'_2$ ,

$$\begin{aligned} a'_1 &= a_1 e^{-iKx \sin \theta_1}, \\ a'_2 &= a_2 e^{-iKx \sin \theta_2}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $\theta_1$  和  $\theta_2$  分别表示参考波和物波的入射角,  $K$  为波数,  $a_1$  和  $a_2$  分别为

$$\begin{aligned} a_1 &= \begin{bmatrix} A_{x1} e^{i\delta_{x1}} \\ A_{y1} e^{i\delta_{y1}} \end{bmatrix}, \\ a_2 &= \begin{bmatrix} A_{x2} e^{i\delta_{x2}} \\ A_{y2} e^{i\delta_{y2}} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2)$$

$a'_1$  和  $a'_2$  的合成矢量为

$$a' = a'_1 + a'_2,$$

相应的光强是

收稿日期: 1983年8月12日。

$$I = \tilde{a}'a' = \tilde{a}'_1a'_1 + \tilde{a}'_2a'_2 + \tilde{a}'_1a'_2 + \tilde{a}'_2a'_1, \quad (3)$$

其中,  $\sim$  表示共轭转置,  $\tilde{a}$  是  $a$  的厄米共轭矩阵。

如果记录是线性的, 则用  $a'$  照射全息图时, 透射光的琼斯向量为

$$\begin{aligned} a_T &= \beta a'_1 (\tilde{a}'_1 a'_1 + \tilde{a}'_2 a'_2 + \tilde{a}'_1 a'_2 + \tilde{a}'_2 a'_1) \\ &= \beta [(A_{x_1}^2 + A_{y_1}^2) + (A_{x_2}^2 + A_{y_2}^2)] a_1 e^{-iKx \sin \theta_1} \\ &\quad + \beta a_1 \tilde{a}_1 a_2 e^{-iKx \sin \theta_2} \\ &\quad + \beta a_1 \tilde{a}_2 a_1 e^{-iKx(2\sin \theta_1 - \sin \theta_2)} \end{aligned} \quad (4)$$

我们感兴趣的是上式的第二项, 即一级衍射象, 它的琼斯向量正比例于  $a_1 \tilde{a}_1 a_2$ 。由矩阵的相乘, 我们得到

$$\begin{aligned} a_1 \tilde{a}_1 a_2 &= A_{x_1}^2 \begin{bmatrix} A_{x_2} e^{i\delta_{x_2}} \\ A_{y_2} e^{i\delta_{y_2}} \end{bmatrix} \\ &\quad + (A_{y_1}^2 - A_{x_1}^2) \begin{bmatrix} 0 \\ A_{y_2} e^{i\delta_{y_2}} \end{bmatrix} \\ &\quad + A_{x_1} A_{y_1} \begin{bmatrix} A_{y_2} e^{i(\delta_{y_2} - \delta_{y_1} + \delta_{x_1})} \\ A_{x_2} e^{i(\delta_{x_2} - \delta_{x_1} + \delta_{y_1})} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (5)$$

上式第一项正比例于原始物波, 后两项是聚焦到与物波  $a_2$  同一方向上的两个光波, 它们的偏振态显然与原始物波的偏振态不同。尽管第二项可以用圆偏振参考波的方法来消除, 但一般来说, (5) 式表明, 使用单束偏振参考光的全息术是无法再现原始物波的偏振态的<sup>[6]</sup>。

现在假设在记录全息图时, 记录介质对偏振敏感并被合成矢量  $a'_1 + a'_2$  诱导了各向异性, 其光轴沿  $x$  方向。各向异性的特性矩阵为

$$C = \begin{pmatrix} K_x e^{i\varphi_x} & 0 \\ 0 & K_y e^{i\varphi_y} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中  $K_x = e^{-\frac{K_0}{2} l}$ ,  $K_y = e^{-\frac{K_0}{2} l}$ ,  $K_{//}$  和  $K_{\perp}$  分别是对  $e$  光和  $o$  光的吸收系数,  $l$  为记录介质的厚度;  $\varphi_x$  和  $\varphi_y$  是由于双折射造成相应的位相项。如果考虑到所诱导的二向色性是部分的, 只须将  $c$  乘上一个比例系数  $\alpha = e^{-\frac{K_0}{2} l}$ 。

当用参考波  $a'_1$  照射这一具有各向异性的全息图时, 一级衍射象的琼斯向量正比例于

$$\begin{aligned} & \alpha a_1 \tilde{a}_1 a_2 \\ &= c (a_1 \tilde{a}_1) a_2 \\ &= \begin{pmatrix} K_x e^{i\varphi_x} A_{x_1}^2 & K_x e^{i\varphi_x} A_{x_1} A_{y_1} e^{i(\delta_{x_1} - \delta_{y_1})} \\ K_y e^{i\varphi_y} A_{x_1} A_{y_1} e^{i(\delta_{y_1} - \delta_{x_1})} & K_y e^{i\varphi_y} A_{y_1}^2 \end{pmatrix} a_2 \\ &= c' a_2 \end{aligned} \quad (7)$$

上式表明, 用  $a_1$  照射具有各向异性的全息图所得的一级衍射象等效于用  $a_2$  照射以  $c'$  表征的光学元件所得到的光波。欲使  $a_2$  入射  $c'$  后出射的光波具有和  $a_2$  相同的偏振态, 则  $a_2$  必须是琼斯矩阵  $c'$  的本征矢<sup>[7]</sup>。

相应的本征方程为

$$c' a_2 = \lambda a_2, \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} c' &= \begin{pmatrix} K_x e^{i\varphi_x} A_{x_1}^2 & K_x e^{i\varphi_x} A_{x_1} A_{y_1} e^{i(\delta_{x_1} - \delta_{y_1})} \\ K_y e^{i\varphi_y} A_{x_1} A_{y_1} e^{i(\delta_{y_1} - \delta_{x_1})} & K_y e^{i\varphi_y} A_{y_1}^2 \end{pmatrix}, \\ a_2 &= \begin{pmatrix} A_{x_2} e^{i\delta_{x_2}} \\ A_{y_2} e^{i\delta_{y_2}} \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

该本征方程存在非零解的条件是久期方程成立,

$$\text{即} \quad \begin{vmatrix} c'_{11} - \lambda & c'_{12} \\ c'_{21} & c'_{22} - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

将行列式展开, 求出本征值为

$$\lambda = K_x e^{i\varphi_x} A_{x_1}^2 + K_y e^{i\varphi_y} A_{y_1}^2, \quad (9)$$

这里已舍去  $\lambda = 0$ 。

将(9)式代入方程(8)得到

$$\frac{K_x e^{i\varphi_x}}{K_y e^{i\varphi_y}} = \frac{A_{x_2} e^{i\delta_{x_2}}}{\frac{A_{y_2} e^{i\delta_{y_2}}}{A_{y_1} e^{i\delta_{y_1}}}}. \quad (10)$$

设  $K_1 = A_{x_1}/A_{y_1}$ ,  $K_2 = A_{x_2}/A_{y_2}$ ,  $K = K_x/K_y$ , 以及  $\delta_1 = \delta_{x_1} - \delta_{y_1}$ ,  $\delta_2 = \delta_{x_2} - \delta_{y_2}$ ,  $\delta = \varphi_x - \varphi_y$ , 则(10)式变为

$$K e^{i\delta} = \frac{K_2}{K_1} e^{i(\delta_2 - \delta_1)}. \quad (11)$$

上式表明, 欲使一级衍射象与原始物波有相同偏振态, 所诱导的各向异性应与物波和参考波沿光轴平行方向与沿光轴垂直方向的分

振动的振幅之比及位相差有一定关系。当(11)式满足时,一级衍射象正比例于 $\lambda a_2$ ,其中

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= |\lambda| e^{i\psi} \\ |\lambda|^2 &= K_x^2 A_{x_1}^4 + K_y^2 A_{y_1}^4 \\ &\quad + 2 K_x K_y A_{x_1}^2 A_{y_1}^2 \cos(\varphi_x - \varphi_y) \\ \operatorname{tg} \psi &= \frac{K_x A_{x_1}^2 \sin \varphi_x + K_y A_{y_1}^2 \sin \varphi_y}{K_x A_{x_1}^2 \cos \varphi_x + K_y A_{y_1}^2 \cos \varphi_y} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

象的强度正比例于 $|\lambda|^2 (A_{x_2}^2 + A_{y_2}^2)$ ,衍射效率正比例于 $m |\lambda|^2$ , $m$ 是物光与参考光的光束比例, $m = \frac{A_{x_2}^2 + A_{y_2}^2}{A_{x_1}^2 + A_{y_1}^2}$ 。

当 $a_1$ 和 $a_2$ 是线偏振光时, $\delta_1 = \delta_2 = 0$ , (11)式成为

$$K e^{i\delta} = \frac{K_2}{K_1} \quad (13)$$

上式仅当 $\delta = n\pi$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ), 并且 $K = (-1)^n \frac{K_2}{K_1}$ 时成立。如果实验条件能控制双折射为0(即 $\delta=0$ ), 并且 $K = K_2/K_1$ , 那么就能实现线偏振态物波的记录与再现。

注意到 $K = K_x/K_y = e^{-\frac{1}{2}(\kappa_x - \kappa_y)l}$ , 而光学密度 $\mathcal{D}_y = K_y l$ ,  $\mathcal{D}_x = K_x l$ , 从而 $\ln K = \frac{1}{2}(\mathcal{D}_x - \mathcal{D}_y)$ 。这样, $K = K_2/K_1$ 的条件等同于

$$\mathcal{D}_x - \mathcal{D}_y = 2 \ln K_2/K_1 \quad (14)$$

综上所述,我们可以总结出当用线偏振的原始参考波照射具有各向异性的全息图时,精确再现物波线偏振态的重要条件是:(1) $a_1$ 和 $a_2$ 的合成矢量不得为圆偏振光,可以为线偏振光或椭圆偏振光,以使得该合成矢量的光波能在全息图上诱导出各向异性;(2)对于所用的光波波长,双折射率为0,即 $\delta=0$ ;(3)对于所用的光波波长,二向色性满足关系式(14)。

我们通过选择合适的曝光量来满足条件(2)。至于条件(3),我们在实验中发现,只要

氯化银乳胶对紫外光充分地预曝光,条件(3)是容易满足的。

A. E. Cameron 和 A. M. Taylor<sup>[8]</sup>曾研究过氯化银乳胶的二向色性和双折射与曝光时间和测量光波波长的函数关系。他们指出二向色性曲线和双折射曲线是一一对应的,当二向色性为0时,双折射为最大;当双折射为0时,二向色性却不一定为最大。他们还指出,减少曝光时间,二向色性和双折射曲线向长波方向移动;定影以后,曲线向短波方向移动,但曲线形状与定影前相似。

为了使氯化银乳胶偏振,全息图可以长时间用偏振参考波观察,而不致于发生色心重新取向,必须经过定影处理。定影去除了氯化银,而留下具有二向色性的银粒。为了仍然满足条件(2),应当略为减少曝光时间,使二向色性和双折射曲线略为向长波方向移动,定影后使曲线再移回原位置,使得在观察波长双折射为0,同时条件(3)也依然满足。这样,定影后的氯化银乳胶偏振全息图就可靠地保存了物波的振幅、位相和偏振的信息,当用原始参考波照射时,它就能精确地再现物波的这三种信息。

为了避免热漂白或热衰减作用,氯化银乳胶偏振全息图应当保存在温度不高的环境里。低温则有利于提高稳定性<sup>[9]</sup>。

### 三、实 验

#### 1. 氯化银乳胶的制备和紫外预辐射

我们用天津全息I型干版,按文献[3, 4]的方法制备氯化银乳胶,即先将底片完全露光,然后在暗室里显影、定影,用 $R_{10}$ 漂白液漂白。这样制备的氯化银乳胶,在显微镜下观察有时出现“龟裂”现象。这样的片子,用激光照射时,将出现严重的散斑。我们在制备时,控制一定的湿度和温度条件,使得所制备的氯化银乳胶在显微镜下观察时无“龟裂”。



制好的氯化银乳胶干版凉干以后，用 2537 Å 的紫外灭菌灯 (30 瓦) 照射，干版平放在灯管正下方 15 厘米处，照射 1~2 小时。紫外辐射后的氯化银乳胶干版在透射光中呈红褐色，在反射光中呈蓝色。图 1 是用 751 G 分光光度计测得的紫外辐射前后氯化银乳胶的吸收光谱。图中曲线 1 对应于紫外辐射前的吸收光谱，曲线 2、3、4 分别对应于紫外辐射时间为半小时、1 小时和 1 小时半。图 1 表明，紫外辐射提高了对红光的吸收。曲线 4 较明显地表明紫外辐射在长波一侧产生附加的吸收带。图 1 的曲线形状与纯氯化银的吸收光谱不完全相似，后者呈钟形吸收，这是由于这样制备的氯化银乳胶含有杂质的缘故。

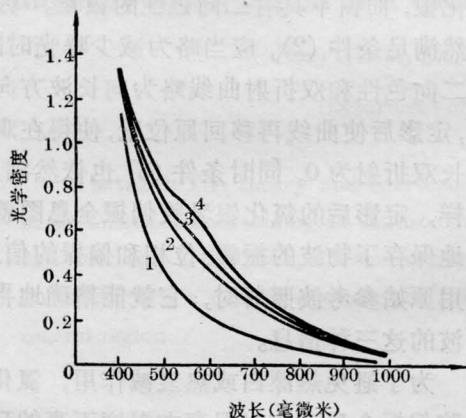


图 1 紫外辐射前后氯化银乳胶的吸收光谱

经紫外预辐射后的氯化银乳胶可以用偏振的氩-氟激光 (波长 6328 Å) 诱导各向异性，所诱导的光轴沿激光的偏振方向。将功率 20 毫瓦线偏振氩-氟激光准直为光斑直径为 2.5 厘米的平行光，照射紫外预辐射 1 小时半的氯化银乳胶 5 分钟，然后测量对  $o$  光的吸收光谱  $\mathcal{D}_o$  和对  $e$  光的吸收光谱  $\mathcal{D}_e$ ，二者的差给出二向色性  $\mathcal{D}_e - \mathcal{D}_o$ 。所得结果如图 2 所示。其中曲线 1 为激光照射前的吸收光谱  $\mathcal{D}_0$ ，曲线 2 为激光照射后对  $o$  光的吸收光谱  $\mathcal{D}_o$ ，曲线 3 为激光照射后对  $e$  光的吸收光谱  $\mathcal{D}_e$ ，曲线 4 是二向色性  $\mathcal{D}_e - \mathcal{D}_o$ 。对于  $\lambda = 630$  毫微米， $\mathcal{D}_0 - \mathcal{D}_e = 0.500 - 0.416 =$

$0.084$ ， $\mathcal{D}_o - \mathcal{D}_e = 0.500 - 0.347 = 0.153$ ； $\frac{\mathcal{D}_o - \mathcal{D}_e}{\mathcal{D}_0 - \mathcal{D}_e} = 1.82$ ，它超过了短曝光条件下对应于椭圆银粒子最大可能的二向色性的理论值  $\frac{4}{3}$ ，而接近于  $2^{[10]}$ 。

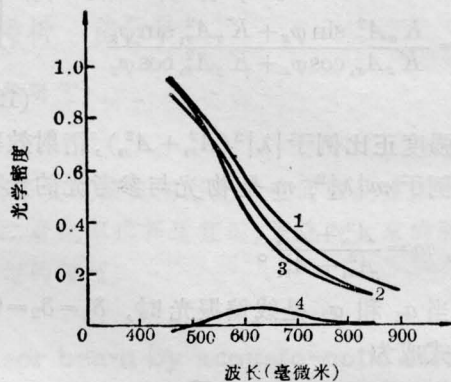


图 2 偏振激光诱导的二向色性

## 2. 实时再现实验

我们用图 3 的光路记录并再现光波的线偏振态。 $L$  是氩-氟激光器，输出激光功率为 12 毫瓦，波长 6328 Å，横向单模且平面偏振。 $B$  是可调分光镜， $M_1$  和  $M_2$  为全反射镜。 $P_1$  和  $P_2$  是安装在刻度转盘上的偏振片。转动  $P_1$  可以改变物光束与参考光束线

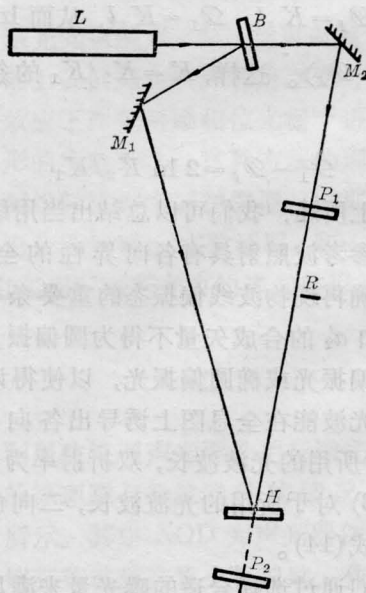


图 3 记录并再现光波线偏振态的光路

偏振的夹角  $\theta$ 。经过  $P_1$  的物光束在紫外预辐射过的氯化银乳胶  $H$  的面上与参考光束夹角  $20^\circ$  角, 它们的光强比例为 1:5。

对  $\theta = \pm 30^\circ, \pm 40^\circ, \pm 50^\circ$  和  $\pm 60^\circ$  的情况分别记录偏振全息图, 记录时曝光时间为 15 至 25 秒。将挡光板  $R$  遮挡物光束, 就可以用原参考光对所记录的全息图做实时再现, 所再现的一级衍射光束的偏振方向与原参考光束的偏振方向的夹角  $\theta'$  可用  $P_2$  检测。实验结果列于表 1。表 1 的数据描述了实时再现时物波偏振态的恢复精度, 其最大误差不超过  $\pm 2^\circ$ 。如果曝光时间超过 25 秒,  $\theta'$  的值偏高; 曝光时间低于 15 秒,  $\theta'$  的值偏低。适当的曝光时间能使衍射效率达到最佳。

表 1 物波线偏振态的实时再现

次数	$\theta$							
	$-30^\circ$	$-40^\circ$	$-50^\circ$	$-60^\circ$	$+30^\circ$	$+40^\circ$	$+50^\circ$	$+60^\circ$
1	-30	-40	-51	-59	+29	+39	+50	+61
2	-29	-39	-50	-61	+30	+40	+51	+59
3	-31	-40	-50	-60	+30	+40	+49	+62
4	-30	-41	-50	-62	+30	+40	+51	+59
5	-30	-41	-50	-59	+31	+41	+50	+59
6	-29	-40	-52	-59	+29	+40	+50	+60

### 3. 定影后再现实验

我们先观察二向色性在定影前后的变化。将 20 毫瓦的氩-氖激光准直为光斑直径为 2.5 厘米的平行平面偏振光, 分别对紫外预辐射 1 小时半的氯化银乳胶干版曝光 15 分钟、30 分钟和 5 分钟, 然后测量二向色性  $\mathcal{D}_\perp - \mathcal{D}_\parallel$ , 所得结果如图 4(a) 所示。曲线 1、2、3 分别对应于曝光时间为 15、30、5 分钟。这些曲线表明, 减少曝光时间, 二向色性曲线的峰位置向长波方向移动。接着, 将对应于图 4(a) 曲线 1 和 3 的样品作碱性定影 ( $\text{pH}=9$ ), 定影后测得二向色性如图 4(b) 中曲线 1 和 3 所示。又将对应于图 4(a) 曲线 2 的样品

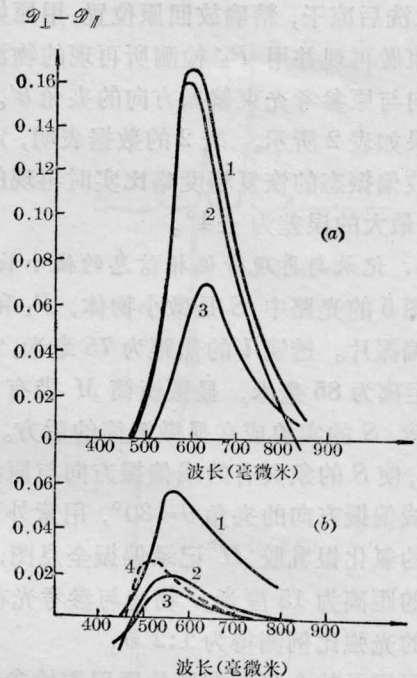


图 4 定影前后二向色性的变化  
(a) 定影前; (b) 定影后

用  $F_5$  定影液作酸性定影 ( $\text{pH}=5$ ), 定影后的二向色性如图 4(b) 曲线 2 所示。图 4 表明, 定影后二向色性曲线的峰位置向短波方向移动, 二向色性的幅度降低, 碱性定影使二向色性的减弱比酸性定影来得少。理想的碱性定影应使定影后二向色性的变化达到最少。

现在我们叙述定影后再现的实验。仍按图 3 的光路记录偏振全息图, 只是所用曝光时间应略为减少。将曝光后的底片作碱性定影

表 2 定影后物波线偏振态的再现

次数	$\theta$							
	$-30^\circ$	$-40^\circ$	$-50^\circ$	$-60^\circ$	$+30^\circ$	$+40^\circ$	$+50^\circ$	$+60^\circ$
1	-30	-36	-50	-60	+32	+39	+50	+57
2	-27	-41	-53	-59	+29	+42	+51	+58
3	-28	-39	-49	-61	+30	+38	+49	+59
4	-28	-41	-54	-57	+28	+39	+49	+59
5	-31	-39	-48	-62	+29	+40	+48	+62
6	-29	-39	-49	-58	+29	+39	+47	+61

影,水洗后凉干,精确放回原位置,用原始参考光束做再现并用  $P_2$  检测所再现的物波偏振方向与原参考光束偏振方向的夹角  $\theta'$ 。所得结果如表 2 所示。表 2 的数据表明,定影后物波偏振态的恢复精度略比实时再现的精度低,最大的误差为  $\pm 4^\circ$ 。

#### 4. 记录与再现带偏振信息的微小物体

图 5 的光路中,  $S$  是微小物体,  $P_1$  和  $P_2$  仍为偏振片。透镜  $l$  的焦距为 75 毫米,它到  $S$  的距离为 85 毫米,显微镜筒  $M$  带有  $3\times$  的物镜,  $S$  的实象成在显微镜筒的后方。转动  $P_1$ ,使  $S$  的象具有的线偏振方向与原参考光束线偏振方向的夹角  $\theta=30^\circ$ ,用紫外预辐射过的氯化银乳胶  $H$  记录偏振全息图,  $H$  到  $l$  的距离为 15 厘米,物光与参考光在  $H$  面上的光强比例测得为  $1:2.5$ 。

所记录的全息图在原位置用原始参考光做实时再现,用  $P_2$  检测所重现的  $S$  的象,证明偏振态的恢复是精确的。

当  $S$  为 3 号鉴别率板时,所重现的象如图 6 的照片所示。其中, (a) 是当  $P_2$  与  $P_1$  的光轴方向一致时拍摄的照片; (b) 是  $P_2$  的光轴相对  $P_1$  的光轴转过  $20^\circ$  时拍摄的照片。

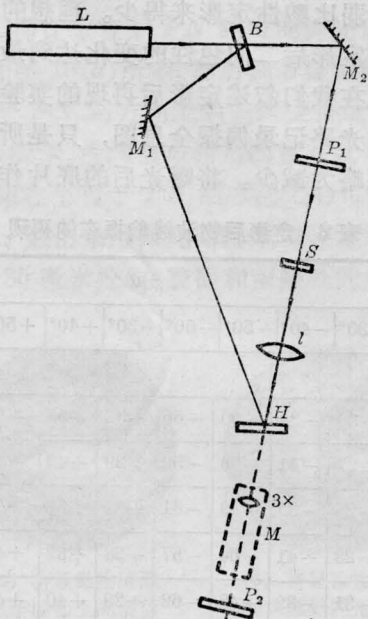


图 5 带偏振信息的微小物体的记录与再现光路

照片 (b) 是由于  $P_2$  抑制了图象的偏振信息,致使象的对比度降低,从而增加了象的散斑噪声的对比度。

同样的情况如图 7 所示,相应的  $S$  为一集成电路镀铬反刻板。图 7(a) 是  $P_2$  与  $P_1$  光轴方向一致时拍摄的再现象的照片,图 7(b) 是  $P_2$  的光轴相对  $P_1$  的光轴转过  $20^\circ$  时拍摄的再现象的照片。照片 (a) 的象对比度和信噪比均较 (b) 好。

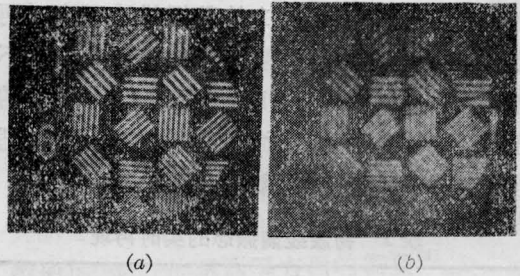


图 6

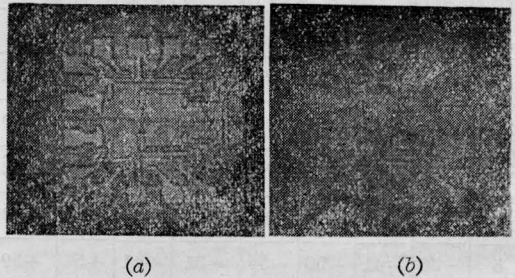


图 7

#### 5. 热的不稳定性实验

取相应于图 4(b) 中曲线 1 的样品(即碱性定影后的样品),将其升至  $110^\circ\text{C}$  保温 1 小时后冷却到室温,再测量它的二向色性,所得结果如图 4(b) 的曲线 4 所示。将曲线 4 与 1 比较看出热效应使得二向色性衰减,且峰值位置向短波方向继续移动。因此,太高的温度将使得定影后的偏振全息图无法精确再现原始物波的偏振态。

## 四、讨 论

一般来说,我们可以这样叙述氯化银乳



胶偏振全息术的物理机制。由于紫外光照的作用,在氯化银乳胶中产生光电子。这些光电子被原来存在于氯化银晶体中的缺陷所俘获,就形成胶态形中心(即K心)。K心带负电,能俘获带正电的填隙银离子。接连产生光电子和俘获填隙银离子的结果,使得K心包含的银粒长大,从而使得银-氯化银体系在长波一侧展宽一个附加的吸收带。因此,紫外预辐射过的氯化银乳胶,一方面对红光敏感且具有极高的分辨率,可用氩-氟激光记录全息图;另一方面由于K心的属性,可用偏振红光诱导各向异性。当用偏振的氩-氟激光照射时,K心被激发到激发态,激发态的K心容易被偏振光场所取向,从而使椭球银粒的长轴方向排列成光轴的方向,这样就诱导了各向异性。如果物光和参考光都是线偏振的,它们在氯化银乳胶上合成线偏振光或椭圆偏振光,就能在干涉条纹的亮纹结构中诱导各向异性。当所记录的具有各向异性的全息图对观察波长只有二向色性而没有双折射

时,该全息图就可能再现物波的偏振态。

### 参 考 文 献

- [1] J. H. Schulman, W. D. Compton; *Color Centers in Solids* (Pergamon Press, Inc., New York, 1962), 270~272.
- [2] С. В. Чердынцев; *ЖФХ*, 1941, № 3~4, 419~429
- [3] J. M. C. Jonathan, M. May; *Opt. Commun.*, 1979, **29**, No. 1, 7~12.
- [4] 于美文, 哈流柱; 《北京工业学院学报》, 1981, No. 1, 37~45.
- [5] Ш. Д. Какичавили; *Опт. и спектр.*, 1972, **33**, № 2, 324~326.
- [6] P. S. Theocaris, E. E. Gdoutos; *Matrix Theory of Photoelasticity* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1979), 214.
- [7] G. R. 福尔苏著, 陈时胜等译; 《现代光学导论》, 上海科学技术出版社, 1980, 37.
- [8] A. E. Cameron, A. M. Taylor; *JOSA*, 1934, **24**, No. 12, 316~330.
- [9] I. Schneider *et al.*, *Appl. Opt.*, 1970, **9**, No. 5, 1163~1166.
- [10] A. A. Anikin *et al.*; *J. Optics (Paris)*, 1981, **12**, No. 2, 115~121.

(上接第429页)

(9)式表示用条纹移动的差来测定衰减系数。这时需要一张谐振动的减法全息照片来确定 $m_{(s)}$ 。于是,使用一张衰减振动和另一张谐振动减法照片可确定衰减系数。其可观测范围估计约在0~0.7之内。

J. Janta 和 M. Miler 曾提出过用时间平均条纹来定衰减系数<sup>[4]</sup>。他们提出两种方法。一种是用一张谐振动和另一张衰减振动时间平均全息照片的对比来定衰减系数。另一种方法是用两张不同衰减时间的时间平均全息照片来定衰减系数。前一种方法只需要对一个曝光时间进行准确控制;而后一种方法要对两个不同曝光时间进行准确控制。由于时间平均条纹严重受到对比度限制, C. S. Vikram 提出用两张不同衰减时间与同等的谐振动双曝光照片来定衰减系数<sup>[5]</sup>。这种方

法为cos调制,有好的条纹对比度,也要对两个不同曝光时间进行准确控制。若能实现谐振动情况下使用两张减法照片来定衰减系数,只要求对一个曝光时间进行准确控制,这有助于在试验技术和所需要的设备条件方面更容易实现。

在此工作中,电子计算机程序编制和计算得到本所韩希鹏同志及计算机组的大力帮助,特此致谢。

### 参 考 文 献

- [1] M. R. Wall; *Opt. and Laser Technology*, 1969, **1**, 266.
- [2] P. Hariharan; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 1, 143.
- [3] C. S. Vikram, G. S. Bhatnagar; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 10, 2239.
- [4] J. Janta, M. Miler; *Optik*, 1972, **36**, 185.
- [5] C. S. Vikram; *Optik*, 1975, **39**, 361.