全息显微中斑纹图样的消除

物理系　　林　星

提　要

应用乳白液体漫射体消除全息显微系统中的斑纹图样，效果良好，这个方法比其他的方法都较简单；求出在一定时间间隔内斑纹累积的统计，及计算其衬比。理论与实验得出的结果符合。

引　言

激光经过光学系统的空间必然充满斑纹图样，即使是质量很高的透镜组、窗口，分光束及面镜等激光通过的空间也产生光强度的涨落(即斑纹)，这不是激光束本身的性质，而是由于光学元件的不完整性等引起的，如光学元件表面的不光滑，划痕及光学元件内部的气泡，光学性质的不均匀，以及光学元件表面上的灰尘，周围空间的灰尘等。激光全息显微镜里这种的斑纹图样大大影响成象的清晰度。一定要设法消除。关于这方面的工作已有很多同志进行过研究，归纳起来有时间平均法，多光路法，多频法等。我们应用乳白液体漫射体来平均了激光对光学元件的不完整性产生的光强度涨落，能够较好地消除斑纹图样。而且研究在此情况下一定时间间隔内对斑纹光强度积累统计规律以及计算其衬比，得出理论与实验的结果符合。

消除斑纹图样的实验

应用激光照射显微镜下水棉合子，並进行拍摄，水棉合子象的背景上充满了斑纹图样，如图1，用了几种方法来消除：（1）在光路中加入振动的毛玻璃，在一定的振动频率下，

图1.

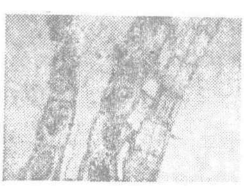


图2.

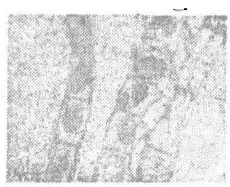


图3.

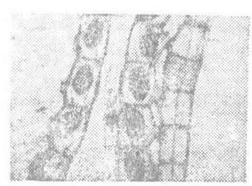


图4.

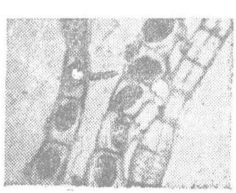
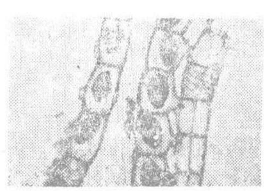


图5.



可以消除斑纹得比较好，但在另一些频率下还存在有规则的条纹，而图象还清晰，如图2，图3。（2）在静止的乳玻璃上加上一些乳白液体漫射体，对消除斑纹图样有一定的效果。如图4。（3）随着乳白液体漫射体的厚度增加，效果逐渐好，当达到一定值时，基本上消除了斑纹。

斑纹图样的光强度的计算

我们知道一般在漫射或透射的情况下，相干光图样在任何一点的复合振幅 $\vec{a}$ 是总相干平面波的复振幅的和；可以考虑为无规位相的复合振幅的和。

$$\vec{a}=\vec{a}_1+\vec{a}_2+\vec{a}_3+\cdots\cdots+\vec{a}_i \quad (1)$$

现今漫射体是乳白的液体，其浮悬粒子做布朗运动，激光被散射，在像平面上的光图样就随时间变化，这是属于“随机游动”的问题，其总相干平面波的复振幅为时间的函数，可写为 $\vec{a}(x,y,t)$。当激光沿着显微镜光路照射，设为高斯光束，其分布函数为 $e^{-\frac{u^2}{\omega}}$。这里 ω 表示激光的光斑尺寸。通过乳白液体漫射体其位相变换为：$e^{i\phi(u-\frac{\triangle}{\tau}t\cdot c\cdot l)}$。一般讲由于漫射体，光振幅在像平面上坐标矢量 u 所产生的无规相位为 $e^{i\phi(u)}$，考虑到浮悬粒子做布朗运动，产生位相函数的变换为 $\frac{\triangle}{\tau}t$，它随时间变化，其中△表示浮悬粒子位移的均方根，τ 为观察的时间。△也等于 $\sqrt{\frac{kT}{3\pi\eta a}}\sqrt{\tau}$，其中 k 为波尔兹曼常数，T 为绝对温度，$\eta$ 为液体的粘滞系数，a 为浮悬粒子的半径。今设液体的厚度为 l，浓度为 c，那么与激光相遇的浮悬粒子的平均数与 c．l 成比例，所以由于浮悬粒子总的位相函数变换为 $\frac{\triangle}{\tau}t\cdot c\cdot l$。于是由于液体漫射体所产生的无规位相应为 $e^{-i\phi(u-\frac{\triangle}{\tau}t\cdot c\cdot l)}$。说明了激光通过乳白液体漫射体位相的变换与波尔兹曼常数 k，与绝对温度 T，与液体的粘滞系数 η，与浮悬粒子的半径 a，与液体的浓度 c，厚度 l 有关。然后激光通过光学系统，其位相的变化为 $e^{-\frac{iku^2}{2f}}$，其中 f 为光学系统的焦距，于是距离乳白液体漫射体为 x 的在远场平面上时间为 t 时的斑纹图样的光振幅为：

$$a(x,t)=\int_{-\infty}^{\infty}a_0 e^{-\frac{u^2}{\omega}}e^{i\phi(u-\frac{\triangle}{\tau}t\cdot c\cdot l)}e^{-\frac{iku^2}{2f}}e^{-\frac{iz\pi}{xR}u\cdot x}du \quad (2)$$

由于液体中悬粒做布朗运动，对象平面上某点的辐照度是以瞬时辐照度 I（xt）表示

$$I(x,t)=|a(x,t)|^2 \quad (3)$$

我们观察的则是 t_0 时间内平均辐照度 $J_{t_0}(x,t)$

$$J_{t_0}(x,t)=\int_{t-\frac{t_0}{2}}^{t+\frac{t_0}{2}} I(x,t)\,dt=\int_{t-\frac{t_0}{2}}^{t+\frac{t_0}{2}} |a(x,t)|^2 dt \qquad (4)$$

辐照度的标准偏差及衬比

斑纹图样随时间经历着微小的变化，在其平均值的附近涨落，对不同时间的振幅 $a(x,t)$ 值在 t 时和 $t+\tau$ 时所可能取的一切值的几率来进行平均，所以液体漫射体的远场范围内确定点斑纹振幅随时间变化的自相关函数为

$$R_a(x,x;t,t+c)=\langle a(x,t)a^*(x,t+c)\rangle \qquad (5)$$

此处 $\langle\cdots\cdots\rangle$ 表示系综的平均。其辐照度的时间自相关函数为

$$R_I(x,x;t,t+\tau)=R_I(x,\tau)=\langle J_{t_0}(x,t)J_{t_0}(x,t+\tau)\rangle \qquad (6)$$

那么辐照度标准偏差的关系式

$$\sigma^2=R_I(x,\tau)-\left[\langle J_{t_0}(x,t)\rangle\right]^2 \qquad (7)$$

其中 $\langle J_{t_0}(x,t)J_{t_0}(x,t+\tau)\rangle=\iint_{t-\frac{t_0}{2}}^{t+\frac{t_0}{2}}\langle I(x,t)I(x,t+\tau)\rangle\,dtdt$

$$R_I(x,\tau)=\langle|a(x,t)|^2|a(x,t+\tau)|^2\rangle$$

我们知道通过液体漫射体在远场的光振幅是属于复数高斯过程的复数振幅，利用reed定理，上式等于 $\langle|a(x,t)|^2\rangle\langle|a(x,t+\tau)|^2\rangle+|\langle a(x,t)a^*(x,t+\tau)\rangle|^2_{x=0}$

第一项对时间的积分就与 $[\langle J_{t_0}(x,t)\rangle]^2$ 一样，所以

$$\sigma^2=|\langle a(x,t)a^*(x,t+\tau)\rangle|^2_{x=0}$$

于是斑纹图样的衬比

$$C=\frac{\sigma}{\bar{J}}=\frac{|\langle a(x,t)a^*(x,t+\tau)\rangle|}{\langle|a(x,x)|^2\rangle} \qquad (8)$$

把(2)代入(8)化简，于是这个衬比大约等于

$$\exp\left[-\frac{\frac{\triangle^2}{\tau^2}t_0^2c^2l^2}{\omega}\right]=\frac{1}{e^{\frac{\triangle^2 t_0^2c^2l^2}{\tau^2\omega}}} \qquad (9)$$

从这个式子告诉我们，当浮悬粒子的布朗运动速度越大，浓度越浓，液体厚度越厚在一定的透射强度下，斑纹消除的越好。

总之，应用乳白液体漫射体消除全息显微系统等的斑纹图样，效果良好，理论和实验的结果符合，与其他各种方法比较起来，装置简单方便。

注：消除全息显微中斑纹实验是与山大吕良晓同志共同进行。

参 考 文 献

(1) Ootical and ouantum electrnics 1976. 1618. №6.

(2) J. O. S. A. 1975. 65. №10. 1196.

(3) 激光杂志 1979. 3卷 P4—11.

(4) 山东大学学报 1979. 第1期

(5) Appl opt 1976. 15 №2 530—533.

(6) Optical Holograpy 1971. 203. 345.

(7) Optics and laser Technology 1975. 7. №6. 256—257.

(8) Holography state of the ART Review 1970. 164—168.

(9) Appl opt 1968. Vol. 7. №1—6.

(10) Opt Appl I suppl №2. 17(1970)