

# 激光阵列光源角度多样性抑制散斑方法

张圣涛 高文宏 赵鹏飞 石云波

(中北大学仪器科学与动态测试教育部重点实验室, 山西 太原 030051)

**摘要** 搭建测试系统,对宽面源单管半导体激光器(LD)和其组成的二维阵列光源的远场散斑特性进行了测量。使用方形光阑对激光二极管发出的照明光斑进行选择,测试不同位置的光斑的散斑对比度,实验结果表明随着光阑的移动,不同位置处光斑的散斑对比度没有明显的变化趋势,光斑的散斑对比度与光斑的选择区域无关。实验中使用 4 颗 LD 组成二维阵列光源引入非相干光源和角度多样性,调节 LD 与屏幕之间的距离改变相邻 LD 入射至屏幕的光的夹角,固定 CCD 物镜相对屏幕的张角,实验结果表明只有当入射光夹角大于物镜相对屏幕张角时,测试的散斑对比度会降低一个  $1/\sqrt{M}$  因子。

**关键词** 激光光学;激光散斑;角度多样性;半导体激光管;散斑抑制

**中图分类号** TN249 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201340.0102005

## Laser Speckle Reduction Due to Angular Diversity Introduced by 2D Laser Diode Array

Zhang Shengtao Gao Wenhong Zhao Pengfei Shi Yunbo

(Key Laboratory of Instrumentation Science & Dynamic Measurement, Ministry of Education, North University of China, Taiyuan, Shanxi 030051, China)

**Abstract** Far field speckle characteristics of a broad area laser diode (LD) and a two-dimension (2D) laser diode array (LDA) made of single diode are measured respectively. A rectangular aperture close to diffuser is used to select different parts of laser light field as illumination spot. The speckle contrast measured for different illumination spots has no obvious trend (turn up or down) along the movement of rectangular aperture. It means that there's no relationship between contrast and the laser light field selected. 2D LDA made of four LDs produces incoherent light and angular diversity. Adjusting the distance between array and diffuser to change the angular of adjacent incidence into diffuser. The distance from lens to diffuser is fixed. The experimental results shows that, only when the angular is larger than that of imaging lens seen from the diffuser, the contrast of the speckle is reduced by a factor of  $1/\sqrt{M}$ .

**Key words** laser optics; laser speckle; angular diversity; laser diode; speckle suppression

**OCIS codes** 030.6140; 140.3290; 140.2010

## 1 引言

与传统光源相比,以激光作为光源的显示技术具有色域广、分辨率高、寿命长、亮度高、光学系统紧凑、光电转换效率高优势,因此得到了业界的普遍关注,知名的企业和科研院所纷纷投入大量人力物力到激光显示系统的开发与应用之中。但是由于激

光光源的高度相干性,当激光从光学粗糙的表面反射时会出现或明或暗的颗粒状图样,这种颗粒状图样被称为“激光散斑”<sup>[1]</sup>。激光散斑的存在使图像的对比度和分辨率降低,严重影响成像质量,降低人们从图像中获得的信息量。因此,散斑的存在已经成为了制约和阻碍激光显示技术发展的瓶颈,散斑的

**收稿日期**: 2012-09-11; **收到修改稿日期**: 2012-09-25

**基金项目**: 国家自然科学基金(61078036)资助课题。

**作者简介**: 张圣涛(1987—),男,硕士研究生,主要从事激光消相干、大功率半导体集成光源等方面的研究。

E-mail: ytzhangshengtao@163.com

**导师简介**: 陈旭远(1962—),男,博士,教授,主要从事微电子机械传感器件及系统的研发、半导体材料与器件的表征与技术等方面的研究。E-mail: chenxy@online.no

抑制也已成为激光显示领域的一大热点问题。

自激光诞生起,就存在散斑问题,经过科学家几十年的努力已经有一些可行的消除散斑的方法。例如,在光源与光调制器之间加入旋转散射体<sup>[2]</sup>或随机运动的散射体<sup>[3]</sup>消除散斑;或者使用运动或静止的衍射光学器件消除散斑<sup>[4]</sup>;在二级像屏处放置二进制相位屏抑制散斑<sup>[5]</sup>;使用二维扫描显微镜引进角度多样性降低散斑<sup>[6]</sup>;通过振动屏幕抑制散斑<sup>[7]</sup>等。

但目前的方法大多是在照明光路或成像光路中的某个位置加入消相干元件来达到降低散斑的目的,抑制散斑的同时也使得光能利用率大大受损,本文从光源的角度出发,利用半导体激光二极管阵列(LDA)的合理排布,引进角度多样性降低激光散斑。

## 2 理论依据

在激光投影显示系统中,散斑主要是由粗糙的屏幕产生的。如图1所示两个互不相干的激光光束分别以 $+\theta$ 和 $-\theta$ 入射角平行入射到透明散射体表面,对散射体进行均匀照明,放大率为1的成像透镜将散射表面成像到观察平面,其物距像距均为 $Z$ ,散斑图像可以在观察平面处放置CCD进行捕获。每一束光由于入射方向不同,在观察面上可以形成不同的散斑图样,由于两束光来自完全不相干的两个光源,所以,两个像的散斑图样将在强度的基础上叠加,根据Goodman<sup>[8]</sup>中的理论,只要当这两个散斑图样有相同的平均强度且相互独立时,散斑对比度才会降到最低 $1/\sqrt{2}$ 。而判断两幅散斑图样独立的依据是两个散斑像场的互相关函数是否为零。下面讨论当互相关函数为零时的最小入射角。

$\mathbf{A}_1(x, y)$ 和 $\mathbf{A}_2(x, y)$ 分别是角度为 $+\theta$ 和 $-\theta$ 的照明光束产生的两个像场,两个光束产生的散斑图

样强度之间的归一化的相关可表示为

$$\rho_{1,2} = \frac{\overline{I_1 I_2} - \overline{I_1} \overline{I_2}}{[(\overline{I_1} - \overline{I_1})^2 (\overline{I_2} - \overline{I_2})^2]^{1/2}}, \quad (1)$$

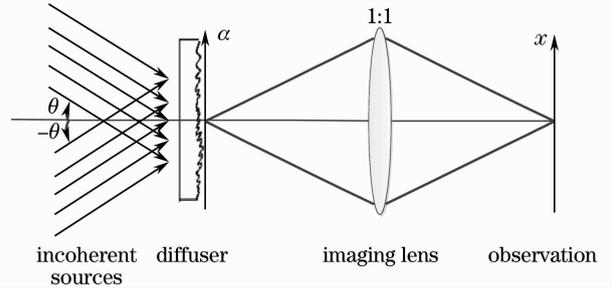


图1 用两个互不相干的平行光源的照明和成像光路  
Fig. 1 Illumination and imaging geometry with two mutually incoherent sources

场相关可表示为

$$\mu_{1,2} = \frac{\overline{\mathbf{A}_1 \mathbf{A}_2^*}}{(|\mathbf{A}_1|^2 |\mathbf{A}_2|^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

在散斑是完全散射散斑的假设下,这两个场遵循复值圆形高斯统计,这就意味着强度相关与场相关可通过下式相联系<sup>[9]</sup>:

$$\overline{I_1 I_2} = \overline{I_1} \overline{I_2} (1 + |\mu_{1,2}|^2), \quad (3)$$

由此得出

$$\rho_{1,2} = |\mu_{1,2}|^2, \quad (4)$$

即强度 $I_1(x, y)$ 和 $I_2(x, y)$ 的相关是场的相关的大小的平方<sup>[10]</sup>。

将像场 $\mathbf{A}(x, y)$ 与紧贴散射表面平面上的场 $\boldsymbol{\alpha}(\alpha, \beta)$ 通过下式联系起来:

$$\mathbf{A}(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} k(x + \alpha, y + \beta) \boldsymbol{\alpha}(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (5)$$

式中 $k$ 是成像系统的点扩展函数。于是场 $\mathbf{A}_1$ 和场 $\mathbf{A}_2$ 在像点 $(x, y)$ 上的交叉相关函数 $\Gamma_{12}(x, y; \theta)$ 可求出为

$$\Gamma_{12}(x, y; \theta) = \overline{\mathbf{A}_1(x, y) \mathbf{A}_2^*(x, y)} = \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} k(x + \alpha_1, y + \beta_1) k^*(x + \alpha_2, y + \beta_2) \times \overline{\alpha_1(\alpha_1, \beta_1) \alpha_2^*(\alpha_2, \beta_2)} d\alpha_1 d\beta_1 d\alpha_2 d\beta_2, \quad (6)$$

式中 $\boldsymbol{\alpha}_1$ 是上面的光源产生的场, $\boldsymbol{\alpha}_2$ 是下面的光源产生的场,积分号下的平均量是与 $(\alpha, \beta)$ 平面上的场的交叉相关。场 $\boldsymbol{\alpha}_1$ 和 $\boldsymbol{\alpha}_2$ 可写为

$$\boldsymbol{\alpha}_1(\alpha_1, \beta_1) = r\mathbf{S}(\alpha_1, \beta_1) \exp\left(j2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} \beta_1\right) \exp\left[j2\pi \frac{h(\alpha_1, \beta_1) \cos \theta}{\lambda}\right], \quad (7)$$

$$\boldsymbol{\alpha}_2(\alpha_2, \beta_2) = r\mathbf{S}(\alpha_2, \beta_2) \exp\left(-j2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} \beta_2\right) \exp\left[j2\pi \frac{h(\alpha_2, \beta_2) \cos \theta}{\lambda}\right], \quad (8)$$

式中 $r$ 是平面的平均振幅反射率, $\mathbf{S}$ 为入射到平面上的振幅分布(去掉由倾斜的照明角引起的相位斜移),第三项代表倾斜照明的效应,末项代表表面粗糙度的效应, $h$ 为表面高度函数。由此可得

$$\overline{\mathbf{a}_1(\alpha_1, \beta_1) \mathbf{a}_2^*(\alpha_2, \beta_2)} = |r|^2 \mathbf{S}(\alpha_1, \beta_1) \mathbf{S}^*(\alpha_2, \beta_2) \times \exp\left[j2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda}(\beta_1 + \beta_2)\right] \times \exp\left\{j2\pi \frac{\cos \theta}{\lambda}[h(\alpha_1, \beta_1) - h(\alpha_2, \beta_2)]\right\} \approx c |r|^2 |S(\alpha_1, \beta_1)|^2 \exp\left(j4\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} \beta_1\right) \delta(\alpha_1 - \alpha_2, \beta_1 - \beta_2), \quad (9)$$

式中采用了各个  $\alpha$  是  $\delta$  相关的假设, 因为假定对于一切使用目的, 波场  $\mathbf{a}(\alpha, \beta)$  的相关函数显著不为零的区间都很小, 小到这个相关可以用一个  $\delta$  函数来恰当表示, 结果要求平均的项变成等于 1.  $c$  为量纲为长度平方的常量, 它是在做出  $\delta$  相关假设时, 为了获得量纲正确的结果所设. 将(9)式代入(6)式得到

$$\Gamma_{12}(x, y; \theta) = c |r|^2 \iint_{-\infty}^{\infty} |S(\alpha, \beta)|^2 |k(x + \alpha, y + \beta)|^2 \exp\left(j4\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} \beta\right) d\alpha d\beta, \quad (10)$$

式中略去了  $(\alpha, \beta)$  的下标, 因为他们不再需要. 对一个好的成像系统,  $|k|^2$  和  $|S|^2$  相比是一个非常窄的函数, 因此近似

$$\Gamma_{12}(x, y; \theta) \approx c |r|^2 |S(-x, -y)|^2 \iint_{-\infty}^{\infty} |k(x + \alpha, y + \beta)|^2 \exp\left(j4\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} \beta\right) d\alpha d\beta \quad (11)$$

是很精确的. 现在给出这个交叉相关函数的归一化形式, 其归一化相对于  $\Gamma_{12}(x, y; 0)$ , 即两个点光源重合时相关函数的值来进行的. 于是

$$\mu_{12}(x, y; \theta) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |k(x + \alpha, y + \beta)|^2 \exp\left(j4\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} \beta\right) d\alpha d\beta}{\iint_{-\infty}^{\infty} |k(x + \alpha, y + \beta)|^2 d\alpha d\beta}, \quad (12)$$

令  $\alpha' = x + \alpha, \beta' = y + \beta, \mu_{12}(x, y; \theta)$  的表示式变为

$$\mu_{12}(x, y; \theta) = \frac{\exp\left(-j4\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y\right) \iint_{-\infty}^{\infty} |k(\alpha', \beta')|^2 \exp\left(j4\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} \beta'\right) d\alpha' d\beta'}{\iint_{-\infty}^{\infty} |k(\alpha', \beta')|^2 d\alpha' d\beta'}, \quad (13)$$

由于只对  $\mu_{12}$  的大小有兴趣, 积分前面的指数因子可以去掉

$$|\mu_{12}(\xi)| = \left| \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |k(\alpha', \beta')|^2 \exp\left(j4\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} \beta'\right) d\alpha' d\beta'}{\iint_{-\infty}^{\infty} |k(\alpha', \beta')|^2 d\alpha' d\beta'} \right|, \quad (14)$$

由于  $|k|^2$  是成像系统的强度点扩展函数, 这直接得出  $|\mu_{12}|$  可以用成像系统的光学传递函数(OTF,  $\mathcal{H}$ )来表示

$$|\mu_{12}(\xi)| = \left| \mathcal{H}\left(0, -\frac{2\sin \xi}{\lambda}\right) \right|, \quad (15)$$

式中 OTF 的表达式为

$$\mathcal{H}(\nu_x, \nu_y) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |k(x, y)|^2 \exp[-j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)] dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |k(x, y)|^2 dx dy}, \quad (16)$$

式中  $(\nu_x, \nu_y)$  为频率变量. 对一个具有直径为  $D$  的圆光瞳的成像系统, OTF 的形式为

$$\mathcal{H}(\rho) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[ \arccos\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) - \frac{\rho}{\rho_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \right], & \rho < \rho_0 \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (17)$$

式中  $\rho = \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}, \rho_0 = \frac{D}{\lambda z}$  是 OTF 的截止频率. 从这个结果, 显然当

$$\sin \theta \geq \frac{D}{2z} \approx NA \quad (18)$$

时相关系数  $\mu_{12}$  将降为零。式中,  $z$  为成像系统的像距,  $NA$  为成像系统的数值孔径。抑制散斑的能力仍然依赖于照明与成像系统的特性, 与散射表面的性质没有直接关系。

### 3 实验与分析

#### 3.1 散斑测试系统

散斑测试系统由半导体激光二极管(LD)光源、偏振镜、光阑、散射屏和带物镜的 CCD 组成, 如图 2 所示。实验中使用的 LD 为日亚公司生产的中心波长 450 nm 的蓝色激光二极管, 快、慢轴标准发散全角分别为  $40^\circ$  和  $12^\circ$ , 通过偏振镜旋转调节激光光强。光阑紧贴着散射屏, 光瞳尺寸  $D \times D = 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ , 由于半导体激光器的光束特性, 投射到屏幕上的光斑为长带状, 实验通过光阑对光斑进行选择。散射屏为没有退偏功能的粗糙的毛玻璃。最后使用一个像素大小为  $5.6 \mu\text{m} \times 5.6 \mu\text{m}$  的 USB 单色 CCD 获取图像并传输到图像处理器中进行散斑对比度计算, 其中 CCD 镜头的焦距为 50 mm,  $F$  数为 22, 即透镜的通光口径为 2.273 mm。在实验中, CCD 是用来模拟人眼的视觉效果并探测散斑的, 因此, 为了更真实地展现人眼观察到的散斑图样, 在实

验过程中将曝光时间设定为接近人眼的分辨时间, 即  $1/30 \text{ s}$ 。

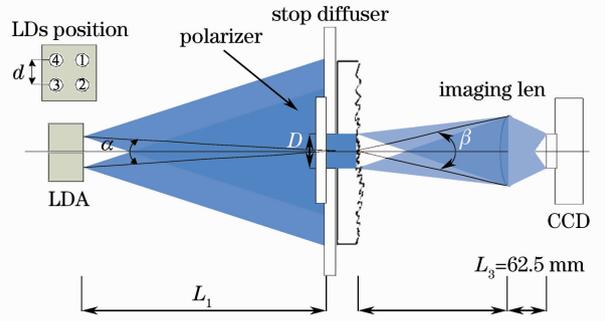


图 2 散斑测试图

Fig. 2 Experimental setup

#### 3.2 单 LD 光斑散斑测试

为了验证 LDA 光源角度多样性对散斑的抑制作用, 首先对单 LD 光源通过散射屏后产生的散斑特性进行测试。实验中 LD 发光面与光阑的距离为 465 mm, 光源在光阑所在平面上形成约  $430 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$  的带状光斑如图 3 所示。通过调节  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  光阑通孔与光斑中心的相对位置选择照射到散射屏上的光斑, 光斑透过散射屏成像于 CCD 探测面, 测试光斑不同区域产生的散斑图样的对比度, 以光斑中心为原点建立直角坐标系, 通孔相对光斑右移、上移为正, 相反为负。例如坐标  $(10, 0)$  代表光阑中心相对光斑中心右移 10 mm, 实验结果见表 1。

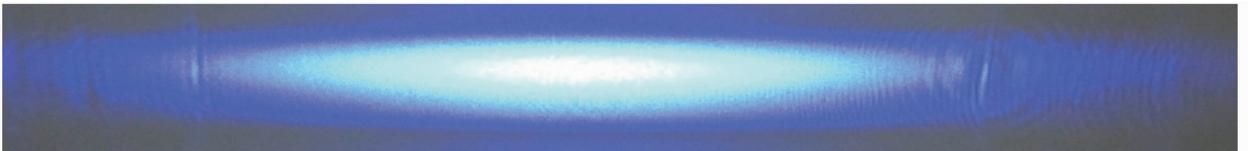


图 3 LD 带状光斑

Fig. 3 Band light spot of LD

表 1 光斑不同区域的散斑测试

Table 1 Speckle contrast of different areas

Coordinate	Mean intensity	Speckle contrast
(0,0)	33.8	0.9484
(-10,0)	31.1	0.9581
(-20,0)	33.4	0.9208
(-30,0)	31.8	0.9520
(-40,0)	32.4	0.9362
(-50,0)	30.7	0.9508
(-60,0)	32.2	0.9227
(-70,0)	30.1	0.9467
(-80,0)	31.6	0.9208
(0,2.5)	31.6	0.9444
(0,5)	29.3	0.9681
(0,7.5)	27.4	0.9483
(0,10)	22.8	0.9651

由表 1 可知, 散斑对比度并没有随着所选光斑强度的变化而呈现规律性的变化, 之所以散斑对比度不同是由于 LD 玻璃窗口上的灰尘颗粒引起的干涉条纹造成散斑测试的偶然误差。换言之, LD 带状光斑各个区域的相干性差异不大, 散斑对比度与所选光斑的区域没有直接联系。

#### 3.3 二维 LDA 光源散斑对比度测试

针对单个 LD 光斑产生的散斑特性已有一定的了解, 下面对二维 LDA 引入照明角度多样性后产生的散斑进行测试。二维 LDA 由 4 颗彼此间隔  $d=10 \text{ mm}$  的 LD 组成, 具体排布编号如图 2 所示。4 颗 LD 同时点亮, 光斑在光阑所在平面上形成很大的一个重叠区域, 通过光阑选择重叠区域的一部

分进行散斑测试,由于光阑尺寸  $D$  远小于光源至散射屏的距离  $L_1$ ,所以可以假设通过光阑照射到散射屏上的光来自两个 LD 的平行光束。光束与光轴的夹角为  $\pm\theta$ ,  $\theta \approx \frac{d}{2L_1} = 0.0108$ , 成像透镜的成像半角  $\eta \approx \frac{2.273}{2L_2} = 0.0045$ , 满足(10)式的判据,则理论上  $M$  个 LD 组成的二维阵列光源可以使散斑对比度下降一个  $1/\sqrt{M}$  因子,下面通过实验证明这一点。在不改变 CCD 测试参数的情况下,依次进行 4 颗、3 颗、2 颗、1 颗同时点亮的实验,实验结果见表 2。

表 2 阵列光源散斑测试

Table 2 LDA speckle contrast measurement

LDs being lighted	Mean intensity	Speckle contrast	Theoretical values
1,2,3,4	59.1	0.5133	0.5
2,3,4	54.3	0.5729	0.5773
3,4	43.6	0.6721	0.707
4	23	0.9389	1
3	15.5	0.9326	1
2	16	0.9655	1
1	8	0.9707	1

表 2 中的理论值为满足假设条件:

1) 光斑经过散射屏后形成完全散射散斑,其对比度为 1;2) 每一入射角的照明光斑产生的散斑图样彼此相互独立;3) 每一入射角的照明光斑产生的散斑图样平均强度相当时理论计算的散斑对比度值。在人眼的积分时间内,  $M$  幅平均强度相同、强度彼此独立的散斑图像的叠加,人眼所感受到的散

表 3 不同照明角的散斑对比度测试结果

Table 3 Speckle contrast measurement with different incident angulars

$L_1/\text{mm}$	$\alpha(d/L_1)$	$\beta(D/z)$	Contrast 1,4LD	Contrast 1LD	Contrast 4LD
200	0.025		0.6772	0.9395	0.9186
400	0.0125		0.7	0.9584	0.9979
600	0.0083		0.7362	0.9355	0.9499
800	0.00625	$2.273/250=0.00909$	0.7418	0.9228	0.9404
1000	0.005		0.7951	0.9622	0.9421
1200	0.00417		0.8284	1.024	0.9557

从表 3 的数据,可以看出随着照明角  $\alpha$  的减少,1 和 4 号 LD 同时点亮时散斑对比度逐渐升高,说明当照明角小于成像角时,两个相互独立的 LD 光源产生的散斑图样不在完全独立。

### 3.5 LDA 在 DMD 投影显示系统中的应用

遵照照明角  $\alpha(d/L_1)$  大于成像角  $\beta(D/z)$  这个判据隔开的两个互不相干的光源,散斑对比度将减弱一个  $1/\sqrt{2}$  因子。如果能够构成一个有  $M$  个互不

斑对比度将会下降一个  $1/\sqrt{M}$  因子,从而达到降低散斑的目的。

从表 2 的实验数据可以看出,实际测量的散斑对比度与理论计算值非常的相近。1 号和 2 号 LD 测试的散斑对比度偏高的原因是,散斑图样的平均强度偏低引起的测试误差,从散斑对比度的计算公式  $C=\sigma/\bar{I}$  可以看出平均强度  $\bar{I}$  下降会使对比度增加。实验数据表明  $M$  个光源可以产生  $M$  幅相互独立的散斑图样,实验验证了由  $M$  个 LD 组成的二维阵列光源可以使散斑对比度下降到  $1/\sqrt{M}$ 。

然而,这并不一定意味着任意的二维 LDA 光源散斑对比度都会降低,因为如果两个光源的角间隔太小,产生的两个散斑图样可能会相关。光源的角间隔在第 2 节已经证明过与照明和成像系统的特性有关,只有在光源的照明角大于成像角时,散斑图样才彼此独立。

### 3.4 不同照明角的散斑测试

如图 2 所示,照明角  $\alpha$ 、成像角  $\beta$  均是从散射平面上度量的,散射屏与成像透镜、CCD 距离始终保持不变,散射屏上的光斑始终成像于 CCD 探测面上,通过调整 LD 发光面至散射屏之间的距离  $L_1$ ,获得不同的光源照明角度,进行散斑测试。即保持成像角不变的情况下,调整照明角,探讨照明角和成像角之间的关系对散斑对比度的影响。实验中仅使用了 1 号和 4 号 LD,将两 LD 之间的距离  $d$  调整为 5 mm,方形光阑的口径为 5 mm×5 mm。实验数据如表 3 所示。

表 3 不同照明角的散斑对比度测试结果

Table 3 Speckle contrast measurement with different incident angulars

$L_1/\text{mm}$	$\alpha(d/L_1)$	$\beta(D/z)$	Contrast 1,4LD	Contrast 1LD	Contrast 4LD
200	0.025		0.6772	0.9395	0.9186
400	0.0125		0.7	0.9584	0.9979
600	0.0083		0.7362	0.9355	0.9499
800	0.00625	$2.273/250=0.00909$	0.7418	0.9228	0.9404
1000	0.005		0.7951	0.9622	0.9421
1200	0.00417		0.8284	1.024	0.9557

相关的二维阵列光源,在每一维上其间隔都满足这个判据,而且若对所有这些光源,散射体的散射角都足够大,能填满成像透镜的孔径,散斑对比度将会降低到  $1/\sqrt{M}$  因子。

采用  $M$  个 LDA 组成的激光器作为投影系统的光源时,以 DMD 投影系统为例,DMD 为反射式光调制器件,为方便起见将投影系统光路等效成图 4 所示的光路,相邻的 LD 发出的光经准直透镜后以

不同的角度对 DMD 均匀照明,由于投影物镜组的放大率为  $m$ ,伴随的角度放大率为  $1/m$ ,投射到屏幕上的角度是光源入射到 DMD 上的角度的  $1/m$ ,要想获得  $1/\sqrt{M}$  倍的散斑抑制,各光源之间的角间隔

必须是人眼张角的  $m$  倍。这里的人眼张角定义为 人瞳孔直径与人和观察屏幕之间距离的比值。这样设计出的阵列光源就大大地降低了人眼中的散斑对比度。

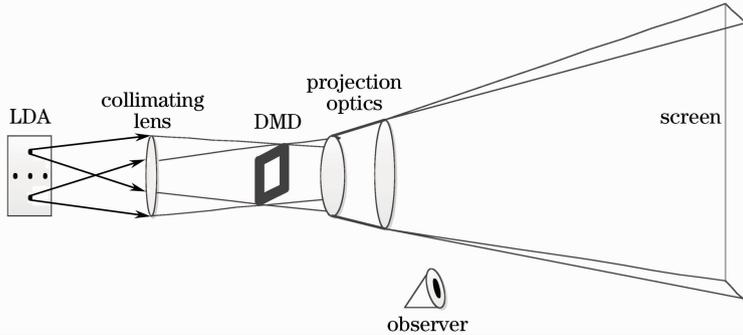


图 4 DMD 投影系统

Fig. 4 Projection system based on DMD

## 4 结 论

实验中使用的 LDA 光源为未经准直整形处理的光斑,光束光学扩展量大,若有应用到实际投影系统中还需进一步的准直整形,可以先将每颗 LD 进行简单的准直匀场处理后通过聚焦透镜会集到光调制器件上,大大减少光能损失。本文仅就角度多样性抑制散斑一个方面对光源设计进行了研究,进一步的实验将结合偏振多样性——LD 光源偏振方向正交排列;波长多样性——LD 光源的中心波长会随着温度发生漂移,在散热方面进行处理使 LD 的中心波长随机分布;时序脉冲调制——在人眼的积分时间内,对 LDA 有序点亮,散斑在强度的基础上叠加平均。散斑将得到进一步的抑制。

### 参 考 文 献

1 Hao Li, Zhang Yue, Liu Weiqi. Speckle suppression in laser display[J]. *Laser and Infrared*, 2006, **36**(10): 927~930  
 郝 丽, 张 岳, 刘伟奇. 激光显示中的散斑的抑制[J]. *激光与红外*, 2006, **36**(10): 927~930  
 2 Y. Kuratomi, K. Sekiya, H. Satoh *et al.*. Speckle reduction

mechanism in laser rear projection displays using a small moving diffuser[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2010, **27**(8): 1812~1817  
 3 S. Lowenthal, D. Joyeux. Speckle removal by a slowly moving diffuser associated with a motionless diffuser[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1971, **61**(7): 847~851  
 4 L. Wang, T. Tschudi, T. Halldorsson *et al.*. Speckle reduction in laser projection systems by diffractive optical elements[J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(10): 1770~1775  
 5 M. N. Akram, V. Kartashov, Z. Tong. Speckle reduction in line-scan laser projectors using binary phase codes[J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(3): 444~446  
 6 M. N. Akram, Z. Tong, G. Ouyang *et al.*. Laser speckle reduction due to spatial and angular diversity introduced by fast scanning micromirror [J]. *Appl. Opt.*, 2010, **49** (17): 3297~3304  
 7 K. Apeland. Reduction of Speckle Contrast in HDTV Laser Projection Display [D]. Trondheim: Norwegian University of Science and Technology, 2008. 23~26  
 8 J. W. Goodman. Speckle Phenomena in Optics: Theory Applications[M]. Greenwood Village, Roberts and Company Publisher, 2006  
 9 J. W. Goodman. Stat is Tical Optics[M]. New York: John Wiley and Sons, 1985. 40  
 10 J. W. Goodman. Speckle Phenomena in Optics: Theory Applications[M]. Greenwood Village, Roberts and Company Publisher, 2006. 37~38

栏目编辑:宋梅梅