

文章编号: 0253-2239(2004)09-1229-8

半导体激光器内自混合散斑干涉*

陆 敏 王 鸣 郝 辉 宦 海

(南京师范大学物理科学与技术学院, 南京 210097)

摘要: 在散斑和半导体激光器的自混合干涉理论的基础上, 提出了基于法布里-珀罗腔的自混合散斑干涉模型, 对粗糙表面产生的激光器内自混合散斑干涉效应(SMSI)进行了详细的理论研究和分析, 得到了粗糙腔条件下的激光动力学的数值解。模拟产生了高斯相关随机表面及其在夫琅禾费面上产生的散斑场, 以及该散斑场与相干光场叠加所形成的光场, 分析了这些情况中光强的统计特征, 与已知实验情况进行了对比, 模拟结果与已知统计结果相同。给出了粗糙表面运动时激光器输出增益的变化及其概率密度分布。对由于照明宽度和外腔长度的变化而给粗糙表面运动时激光器输出增益变化带来的影响进行了分析。实验结果和模拟结果相符。

关键词: 激光技术; 自混合散斑干涉; 输出增益; 概率密度函数

中图分类号: O439 文献标识码: A

Self-Mixing Speckle Interference Generated in Laser Diode

Lu Min Wang Ming Hao Hui Huan Hai

(College of Physical Science and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210097)

(Received 30 April 2003; revised 29 September 2003)

Abstract: Based on the theory of the speckle and the self-mixing interference in laser diode (LD), Fabry-Perot (F-P) cavity model is given. The dynamics solution of a laser diode is obtained in the case of a rough surface after studying and analyzing the self-mixing speckle interference (SMSI). The Gaussian correlation random surface and its speckle field on the Fraunhofer plane as well as superposition of speckle fields and interference field are simulated, and their statistical characteristics of the optical intensity are also analyzed. Compared with the known experiment, the results of simulation agree with the known statistical properties. The output gain variation of a LD and its probability density function are obtained when the rough surface is moving across the light beam. The effects of illumination width and external cavity length on the changes of output gain of a LD are discussed. The experimental results agree with the simulation calculation.

Key words: laser technology; self-mixing speckle interference; output gain; probability density function

1 引 言

当适度相干光从粗糙表面反射或通过折射率无规则涨落的媒质传播时, 形成无规则的颗粒状的强度分布, 这就是散斑图。由于散斑是由被随机表面各个散射元散射回的光波之间的干涉形成的, 因而

它是随机表面某些信息的携带者, 这样, 借助于散斑不仅可以研究粗糙表面本身, 而且还可以研究它的形状和位置的变化^[1,2]。当随机散射平面移动时, 散斑场的空间分布也将随之迅速变化, 我们称之为动态散斑。如果散射面与其平面法线横向运动, 探测面上的散斑会跟随散射表面的运动。动态散斑统计性质已被用于测量运动物体的速度^[3,4]。

“激光反馈效应”即“激光自混合”是指激光器的出射光被外部反射物反射或散射后, 其中一部分光又被反馈回激光器的谐振腔。重新注入的激光与激

* 国家自然科学基金(50375074)、江苏省自然科学基金(2001109)资助课题。

E-mail: wangming@pine.njnu.edu.cn

收稿日期: 2003-04-30; 收到修改稿日期: 2003-09-29

光腔内的光混合,引起输出功率变化和频率变化,形成外光学反馈效应。半导体激光器的光学反馈效应会产生跳模,频率不稳定或者混沌,增加噪声,加宽谱线,一直被认为是严重影响激光光谱性质的干扰源^[5~8]。随着研究的深入,人们逐渐由消除光反馈的不利影响到主动利用光反馈现象进行物理量的测量,从而形成半导体激光自混合干涉技术^[9]。

结合自混合干涉和散斑的原理,将自混合散斑现象引入激光二极管。让半导体激光器的光学反馈来自垂直照射的粗糙表面,把光强调制成为随机的散斑信号。封装在激光二极管管壳内另一侧的光电二极管检测光学反馈生成的散斑信号,确定物体的状态。

随着对散斑干涉日益深入的研究,激光器内产生的散斑干涉现象开始在测量领域得到应用^[10,11]。Shinohara 等把半导体激光器内产生的散斑干涉运用于速度和长度测量,他们注重对散斑信号的分析,采用的分析方法主要有:计数法、自相关法和散斑强度波动频谱法^[12~15],但对自混合散斑干涉信号的产生机理没有进行解释。Donati 等^[16]对散斑状态下迈克耳孙干涉系统以及自混合干涉系统中的信号振幅和相位,以及其统计规律进行了研究。

对于半导体激光器(LD)内产生的自混合散斑干涉机理的研究还很少见。本文采用法布里-珀罗腔模型来研究半导体激光器内产生的自混合散斑干涉^[17,18]。随机变化的反馈强度与外腔长度对激光器输出特性的影响,可以用运动的粗糙表面外腔的自混合散斑干涉模型表示。由激光二极管前表面和运动的粗糙表面形成的外腔等价于动态散斑,通过透镜系统,在激光器端面上形成夫琅禾费散斑场,并耦合进激光腔与腔内相干光叠加,形成自混合散斑干涉。为避免多普勒效应,特选择垂直照明的光路。

2 高斯相关表面在夫琅禾费面上的散斑场

2.1 夫琅禾费面上的散斑场

激光束照射粗糙表面时,在夫琅禾费面上形成的散斑光波的复振幅为

$$U(x) = \int A(x_i) \exp[-i4\pi h(x_i)/\lambda] \times \exp[-i2\pi x_i \cdot x/(\lambda f)] dx_i, \quad (1)$$

这里 $A(x_i)$ 是散射区域的孔径函数, $h(x_i)$ 是随机表面的高度函数, λ 是激光的波长, f 是透镜的焦距或在远场情况下观察面与散射表面之间的距离, x_i 是

随机表面所在的坐标。假定粗糙表面为高斯相关表面,即 $h(x_i)$ 服从下列统计^[19,20]:

$$\text{平均偏差} \langle h(x) \rangle = 0,$$

$$\text{均方根高度} \omega = [\langle h(x)h(x) \rangle]^{1/2},$$

高斯相关长度 $c(t)$ 定义为沿着表面的相关长度 T 有如下关系:

$$c(t) = \frac{1}{\omega^2} \langle h(x)h(x+t) \rangle = \exp(-t^2/T^2),$$

图 1 为模拟产生的二维样本表面。表面均方根粗糙度为 $\omega = 0.5 \mu\text{m}$, $T = 3 \mu\text{m}$ 。

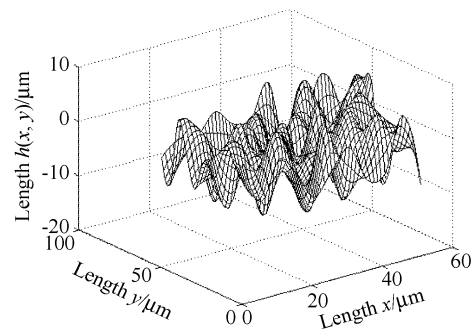


Fig. 1 Sample of three-dimensional surface simulated

对(1)式进行计算,得到夫琅禾费面上的散斑场光波的复振幅,并进而得到散斑场的光强分布。发现(1)式是相位函数 $\exp[-i4\pi h(x_i)/\lambda]$ 的傅里叶变换。对于同一组表面参量产生 3000 个样本表面,组成系综,对于系综中每一个样本表面在夫琅禾费面上产生的散斑场的中心点光强进行计算,这样得到一组散斑光强,对这一组光强进行统计,得到该点处的散斑光强的概率密度函数分布。图 2(a), (b), (c) 显示了一组对于不同表面均方根粗糙度的表面样本在夫琅禾费面上所产生的散斑样本的模拟,图 2(d), (e), (f) 是这一组参量所对应的一组散斑样本中心点光强的概率密度函数分布及负指数拟合。激光波长为 650 nm, 透镜的焦距为 50 mm, 表面的大小为 20 mm × 20 mm, 表面的均方根粗糙度分别为 0.05 μm , 0.5 μm , 和 0.1 μm , 表面横向相关长度为 3 μm 和 6 μm 。

由统计结果可以发现,当样本表面较为粗糙时(表面均方根粗糙度与激光波长相差不大),光强的概率密度函数符合负指数下降关系,表明该点处为高斯散斑场。但当样本表面较为光滑时(表面均方根粗糙度比激光波长小一个数量级),表面反射后的光场有镜面反射成分,并在夫琅禾费面上会聚成中心亮点,光强的概率密度函数不再符合负指数下降关系,而成中心对称。

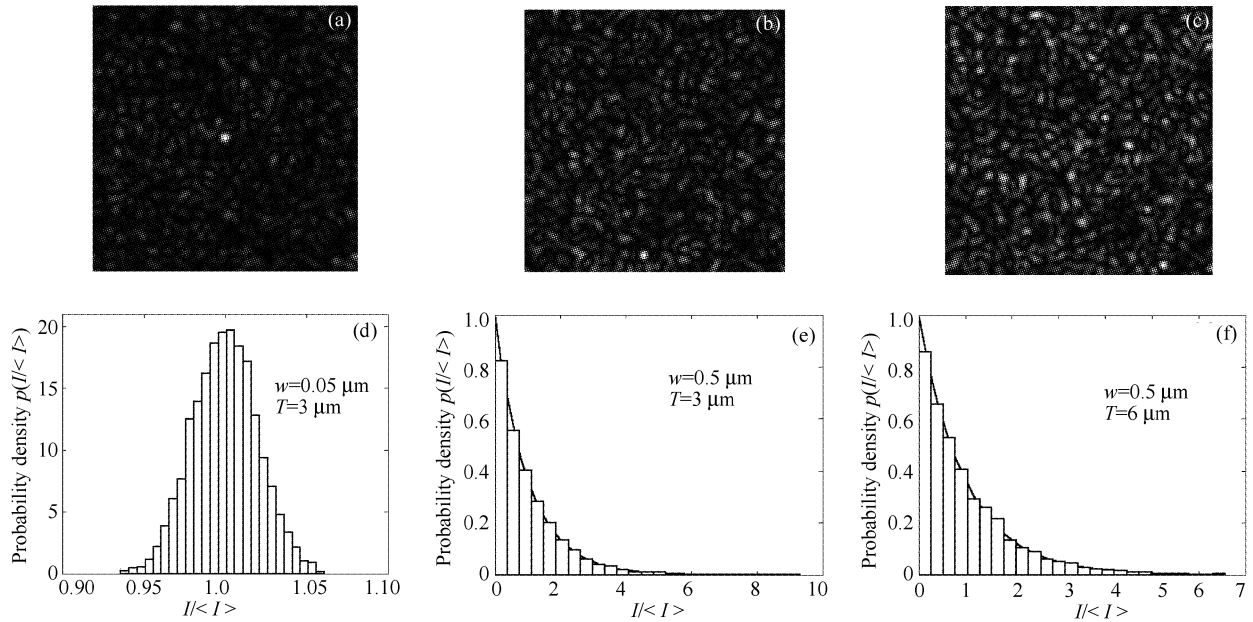


Fig. 2 Samples of the intensity distribution (a),(b) and (c), along with their probability distribution function (d), (e) and (f)

2.2 在夫琅禾费面上的散斑场与相干光场的叠加

同样是对同一组表面参量产生 3000 个样本表面,对每一个样本表面在夫琅禾费面上产生的散斑场与相干光场相叠加后形成光场的中心点的光强进行统计,得到光强分布的概率密度函数。图 3 是表面均方根粗糙度不同的表面在夫琅禾费面上所产生的散斑场和相干光场相叠加后的光强分布样本,以及对应的概率密度分布和修正的 Rician 密度拟合。

表面粗糙度分别为 $0.05 \mu\text{m}$, $0.5 \mu\text{m}$ 和 $1 \mu\text{m}$, 表面横向相关长度为 $3 \mu\text{m}$, 透镜焦距还是 50mm , 相干光场与散斑场的平均光强的比值为 $K=2$ 。从图 3 可知,当样本表面均方根粗糙度与激光波长接近时,光强的概率密度函数为修正的 Rician 密度,但当样本表面均方根粗糙度与激光波长相比小一个数量级时,在夫琅禾费面上,叠加后的光场中心出现亮点,且光强的概率密度函数不再符合修正的 Rician 密度。

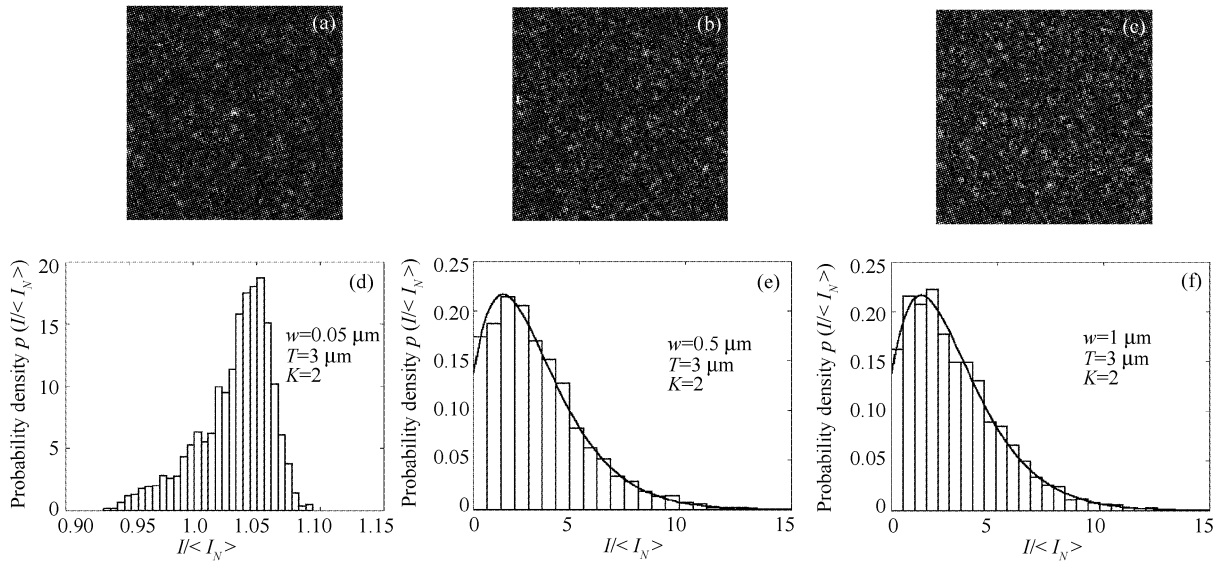


Fig. 3 Samples of the intensity distribution (a),(b) and (c), along with their probability density function (d), (e) and (f)

3 激光二极管内自混合散斑干涉的产生

激光二极管发射的光在外腔中传播,到靶面时被

散射返回。一小部分光耦合到激光腔,并与腔内激光混合。使得发射激光的振幅和频率受到调制。封装在激光二极管管壳内另一侧的光电二极管检测输出功

率。靶面相对于激光束同向或反向运动时,光场的调制由外腔长度变化引起。这就是自混合干涉的原理。在粗糙表面相对于激光束横向运动时,在相同的时间内,激光束将照射表面不同特征的不同部分。由于系统的粗糙度随时间的变化,每个散射元返回的散射光将取不同的振幅和相位,反射回到激光腔的光是每个散射元返回的散射光的总和,形成散斑。表面粗糙度随时间变化,这将产生粗糙表面的动态自混合散斑现象。

3.1 基本方程

在半导体激光二极管内产生的散斑干涉可以用法布里-珀罗腔的模型来分析。等效图如图4所示。其中 L_D 是激光器内腔长度, L_E 是外腔长度, r_1, r_2 是激光腔面的幅值反射系数, n_c 是激光腔内媒介的复数折射率, n 是外腔内媒介的折射率。 M_1 和 M_2 为激光腔的两个端面, S 为散射面。

假设光波向右传播, M_1 为起始点, 向右传播的

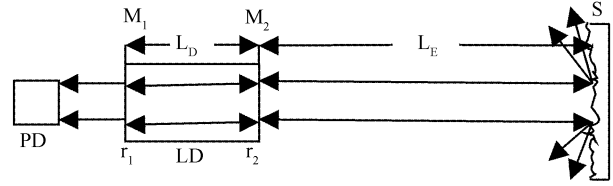


Fig. 4 Compound cavity model

光波为

$$E = E_0 \exp[-i(\omega t + \varphi)], \quad (2)$$

E_0, ω 和 φ 分别为光波初始时刻的振幅、频率和相位。

光波分为两束。在腔内往返一次至 M_1 处的光波为

$$E_1 = E_0 \exp[-i(\omega t + \varphi + 2n_c L_D k)] r_1 r_2, \quad (3)$$

k 为波矢。

存在光学反馈时,分析等效腔的激光振荡。激光二极管发射的光在外腔中传播,到靶面时被散射返回。一小部分光耦合到激光腔,在粗糙表面条件下,透射出 M_2 后被 S 反射又耦合进内腔的光波为

$$E_2 = E_0 \exp[-i(\omega t + \varphi + n_c L_D k + 2kL_E)] \xi^2 U_0(x, y) \times \exp[-i\phi(x, y)] \cdot f \exp(-in_c kL_D) r_1, \quad (4)$$

$U_0(x, y), \phi(x, y)$ 为被 S 反射后的散射光波振幅和相位的变化,是 S 平面坐标 x, y 的函数, ξ 是激光由内腔到外腔的耦合系数, f 是外部反馈光耦合至腔内的反馈比。这两束光波在 M_1 处叠加。当系统稳定时,有

$$E_0 \exp[-i(2n_c L_D k + \omega t + \varphi)] r_1 r_2 + \xi^2 f U_0(x, y) r_1 E_0 \times \exp\{-i[2n_c kL_D + 2kL_E + \omega t + \varphi + \phi(x, y)]\} = E_0 \exp[-i(\omega t + \varphi)]. \quad (5)$$

由于激光介质的复折射率可以由 $n_c = n + ig$ 表示, g 为增益系数,因此

$$r_1 r_2 \exp(2gL_D k) \exp(-i2nL_D k) \cdot \exp[-i\theta(x, y)] \times \sqrt{\{1 + \beta(x, y) \cos[2kL_E + \phi(x, y)]\}^2 + \{\beta(x, y) \sin[2kL_E + \phi(x, y)]\}^2} = 1, \quad (6)$$

其中

$$\beta(x, y) = \frac{\xi^2 f U_0(x, y)}{r_2}, \quad \theta(x, y) = \arctan \frac{\beta(x, y) \sin[2kL_E + \phi(x, y)]}{1 + \beta(x, y) \cos[2kL_E + \phi(x, y)]}.$$

当 $\beta(x, y) \ll 1$ 时,有

$$\theta(x, y) \approx \beta(x, y) \sin[2kL_E + \phi(x, y)],$$

$$\sqrt{\{1 + \beta(x, y) \cos[2kL_E + \phi(x, y)]\}^2 + \{\beta(x, y) \sin[2kL_E + \phi(x, y)]\}^2} \approx 1 + \beta(x, y) \cos[2kL_E + \phi(x, y)],$$

代入(6)式,可得

$$r_1 r_2 \exp(2gL_D k) \{1 + \beta(x, y) \cos[2kL_E + \phi(x, y)]\} \times \exp\{-i[2knL_D + \beta(x, y) \sin(2kL_E + \phi(x, y))]\} = 1, \quad (7)$$

由(7)式可知

$$\begin{cases} 2nL_D k + \beta(x, y) \sin[2kL_E + \phi(x, y)] = 2M\pi, & (8a) \\ g(x, y)k = \frac{1}{2L_D} \{\ln|r_1 r_2| + [\beta(x, y) \cos(2kL_E + \phi(x, y))]\}. & (8b) \end{cases}$$

当 S 存在时, $n, g(x, y)$ 分别可以写为 $n = n_0 + \chi \Delta N, g(x, y) = g_0 + \rho \Delta N(x, y)$, 其中 n_0, g_0 分别为当 S 不存在时 n_c 对应的复数折射率的实部和虚部, ΔN 是腔内载流子密度的变化量, χ, ρ 分别为复数折射率 n_c 的实部和虚部随载流子密度 N 的变化率。代入(8a)式和(8b)式,可得

$$\begin{cases} 2(n_0 + \chi\Delta N)L_D(k_0 + \Delta k) + \beta(x, y)\sin[2kL_E + \phi(x, y)] = 0, & (9a) \\ [g_0 + \rho\Delta N(x, y)](k_0 + \Delta k) = -\frac{1}{2L_D}\{\ln|r_1r_2| + [\beta(x, y)\cos(2kL_E + \phi(x, y))]\}. & (9b) \end{cases}$$

从(9a)式和(9b)式可得

$$\omega(x, y)\tau - \omega_0\tau = -C(x, y)\sin[\omega(x, y)\tau + \phi(x, y)] - \arctan(\chi/\rho), \quad (10)$$

其中

$$C(x, y) = \frac{g\beta(x, y)\sqrt{1 + (\chi/\rho)^2}}{2nL_D(1 - g_0\chi/\rho n_0)}, \quad \tau = 2L_E/c.$$

当 S 不存在时, (8b) 式为

$$g_0k_0 = -\frac{1}{2L_D}\ln|r_1r_2|, \quad (11)$$

代入(8b)式, 则方程可写为

$$g(x, y)k = g_0k_0 - \frac{\beta(x, y)}{2L_D} \times \cos[2kL_E + \phi(x, y)]. \quad (12)$$

从(12)式可以得到激光器输出增益的变化

$$\Delta G(x, y) = -\frac{\beta(x, y)}{2L_D} \times \cos[2kL_E + \phi(x, y)]. \quad (13)$$

3.2 计算机模拟

为了更好地理解表面粗糙度对半导体激光动力学的作用, 在实际情况中, 由于激光束照射目标以前需要准直, 因此必须考虑透镜带来的影响, 即需考虑相位因子 $\exp[-i(k/2F)R^2]$, 其中 F 为透镜焦距, R 为透镜平面的极坐标。在实验中我们使 M_2 和 S 分别位于透镜的焦平面上, 这样在 M_2 处得到的散斑为夫琅禾费散斑, 它对光波带来的振幅和相位的变化 $U_0(x, y)$, $\varphi(x, y)$ 可以直接用(1)式计算, 且计算所得直接为在 M_2 平面上带来得振幅和相位的变化。考虑以上因素, 对(13)式进行修正, 得

$$\begin{cases} \omega(x, y)\tau - \omega_0\tau = -C(x, y)\sin\{\omega(x, y)\tau + (k/2F)R^2 + \phi(x, y)\} - \arctan(\chi/\rho), & (14a) \\ \Delta G(x, y) = -\frac{\beta(x, y)}{2L_D}\cos[kL_E + (k/2F)R^2 + \phi(x, y)], & (14b) \end{cases}$$

其中

$$C(x, y) = \frac{g\beta(x, y)\sqrt{1 + (\chi/\rho)^2}}{2nL_D[1 - g_0\chi/(n_0\rho)]}, \quad \tau = L_E/c,$$

$$\beta(x, y) = \frac{\xi^2 f U_0(x, y)}{r_2}, \quad \theta(x, y) = \arctan \frac{\beta(x, y)\sin[kL_E + (k/2F)R^2 + \phi(x, y)]}{1 + \beta(x, y)\cos[kL_E + (k/2F)R^2 + \phi(x, y)]}.$$

激光器的窗孔与透镜的孔径相比小的多, 因此, 在模拟计算中可以看作只有透镜中心一点处的光能重新返回激光器的内腔。考虑到这一点, 则 $R^2 = 0$, 因此, (14) 式为

$$\begin{cases} \omega\tau - \omega_0\tau = -C\sin[\omega\tau + \phi] - \arctan(\chi/\rho), & (15a) \\ \Delta G = -\frac{\beta}{2L_D}\cos(kL_E + \phi), & (15b) \end{cases}$$

(15) 式中的参量皆为中心点处的值。

为了模拟粗糙表面的相对横向运动, 选择照明宽度 W_{ill} 相对与粗糙表面长度的变化。设照明区域宽为 M 点, 粗糙表面长为 X 点。程序分为若干次循环进行。第一次采样运算从 $0, 1, \dots$ 到 $M-1$ 点; 第二次采样运算从 $1, 2, \dots$ 到 M 点; 以后, 依次类推, 直到 $X-M+1, \dots, X-M$ 点, 完成全部计算。每一次循环运算相当于激光在外腔中一个往返, 每一次往返

相当激光束照明表面上一个不同区域。依次循环的运算等价于表面的移动。速度的变化用每次循环运算中采样点数的多少表示。

图 5 中所示为计算机模拟激光器以不同速度扫描同一目标时, 输出增益的变化及其概率密度分布。所采用的参量见表 1。其中图 5(a)、图 5(b)、图 5(c) 为激光器输出增益变化, 图 5(d)、图 5(e)、图 5(f) 为对应的概率密度分布。

图 6 中所示为计算机模拟当激光器以相同速度扫描同一目标时, 照明宽度不同对激光器输出增益变化的影响。所采用的参量见表 1。图中 W_{nor} 为归一化的照明宽度, 定义为:

$$W_{\text{nor}} = W_{\text{ill}}/T$$

其中 W_{ill} 为照明宽度, T 为粗糙表面相关长度。

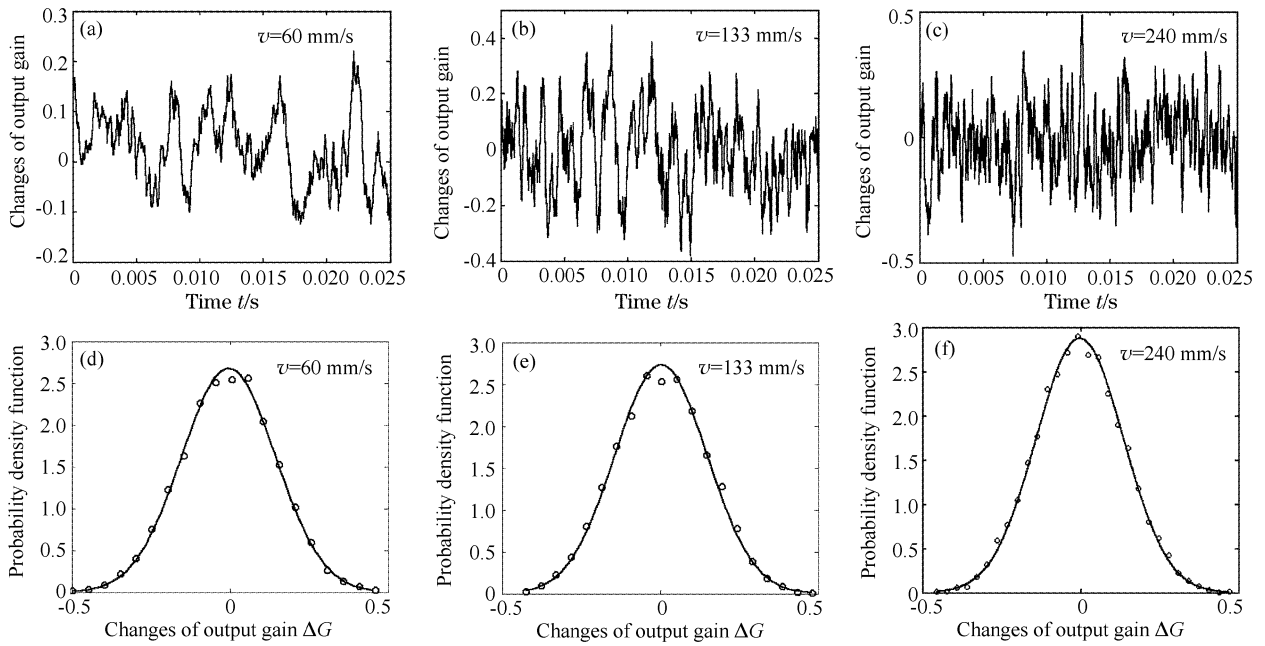


Fig. 5 The results of simulations showing the change of output gain of the LD (a), (b) and (c) along with their probability density function (d), (e) and (f)

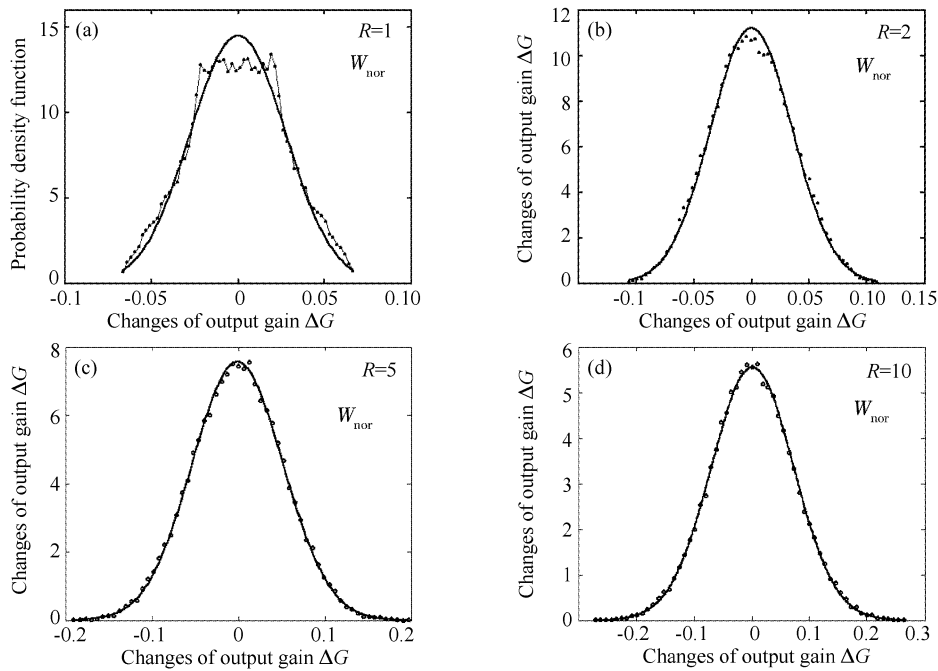


Fig. 6 The probability density function of changes of output gain for a surface $w=0.5 \mu\text{m}$ and $T=3 \mu\text{m}$ at different normalized illumination length. (a) $W_{\text{nor}}=1$, (b) $W_{\text{nor}}=2$, (c) $W_{\text{nor}}=5$ and (d) $W_{\text{nor}}=10$,

Table 1 Simulation parameter

Symbol	Parameter	Value
w	Root-mean-square height of surface	$0.5 \mu\text{m}$
T	Correlation length of surface	$3 \mu\text{m}$
L_D	Length of laser cavity	0.03 cm
L_E	Length of external cavity	10 cm
f	The feedback ratio of external optical field coupled into laser cavity	0.003
ξ	The coupling coefficient of the laser coupled from laser cavity to external cavity	0.53

3 实 验

3.1 实验设备

实验装置如图 7 所示。所用的激光二极管为中科光电的波长为 650 nm 的 ELD65MDT, 带动目标运动的导轨精度为 0.1 mm, 驱动导轨的是伺服电机(Panasonic MSMA042A1C)。激光二极管的驱动电流设置在高于阈值电流的范围, 从激光管出射的光平行照射在目标上, 该目标为距离激光管 10 cm 的铝板, 从目标反射回并进入激光管的光引起的波动由位于激光管封装内的光电二极管(PD)接受, 信号通过放大电路放大, 由数据采集卡(National instrument 6024E)采集后送入计算机, 由专用的数据分析软件(National Instrument LabView)分析。

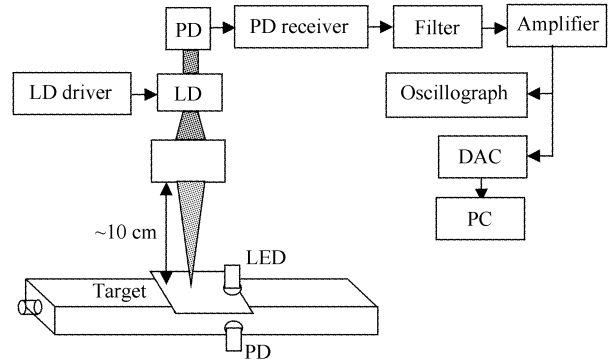


Fig. 7 Schematic diagram of the measurement system

3.2 实验结果

图 8 所示为用激光二极管以不同速度扫描铝板, 以 LabView 显示的信号图, 以及对应的概率密度函数。扫描速度分别为 60 mm/s, 133 mm/s 和 240 mm/s 和

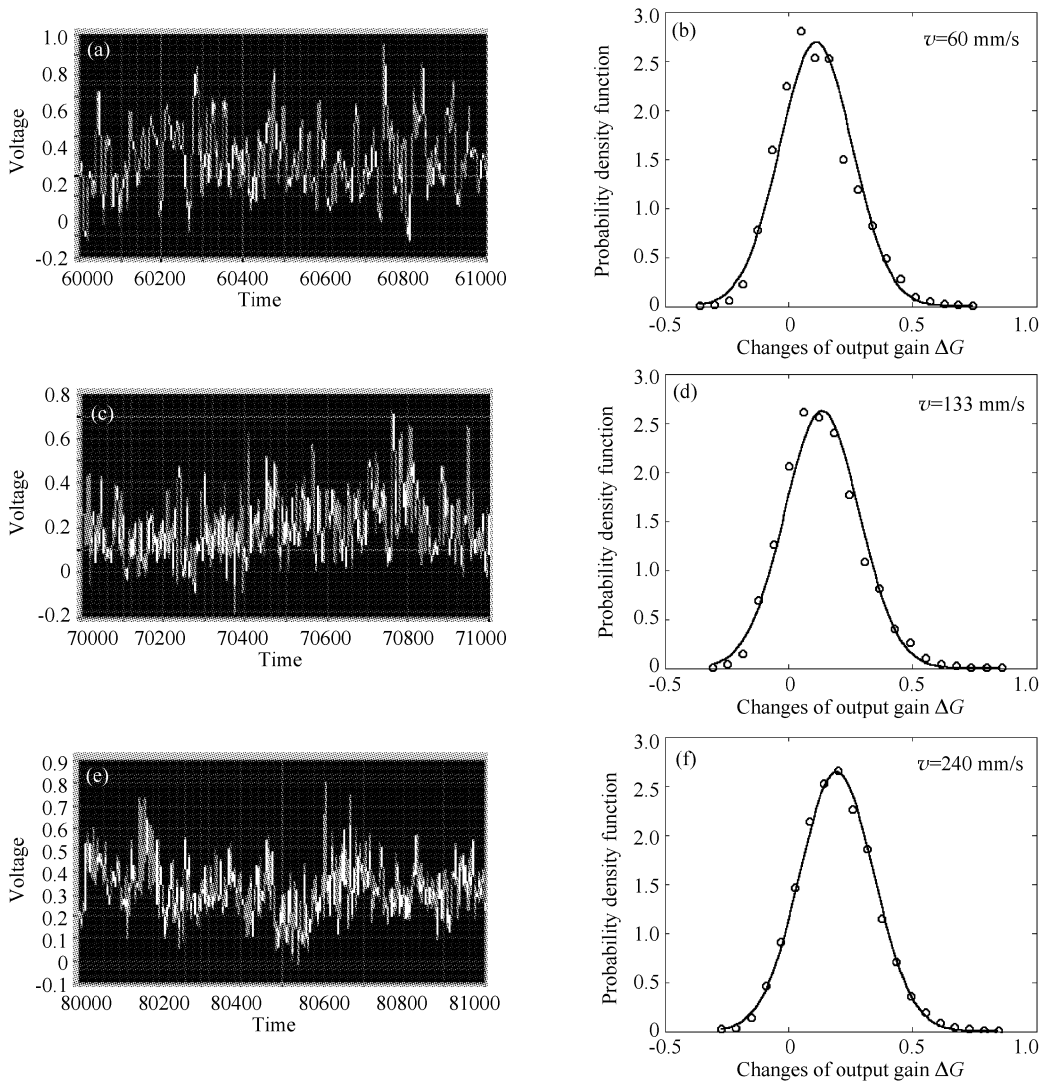


Fig. 8 The changes of output gain (a), (c) and (e) along with probability density function (b), (d) and (f) at velocities of 60 mm/s, 133 mm/s and 240 mm/s respectively

240 mm/s。数据采集频率为 40000 点/秒,因此图中所示的 1000 个点信号的分布,其采集时间为 25 ms。

比较图 5 和图 8 中的概率密度函数,可以发现,它们的图形相似,都为高斯分布,但图 8 中,最可几分布点不再位于零点,而是固定向一方向偏移,造成这个偏移的原因是信号中含有噪声,例如是没有被屏蔽掉的伺服电机的噪声,工频干扰,周围媒介中存在的电磁波干扰等。除去这些噪声,可以发现实验与模拟所得信号的概率密度函数相同,因此,这个实验能够很好的证明理论。

结论 本文用法布里-珀罗腔模型分析半导体激光二极管内产生的散斑干涉。理论研究和模拟计算结果表明运动的粗糙表面的反馈会引起激光频率和输出增益的随机涨落。输出增益的变化是高斯概率密度函数,而且与表面粗糙度有关。用计算机模拟的方法对自混合散斑干涉及其概率密度分布进行了分析,采用一维精密移动平台进行了相应的实验。除去实验中的噪声,可以发现实验结果与理论相一致。

参 考 文 献

- 1 Dainty J C. *Laser Speckle and Related Phenomena*. Berlin and New York: Springer-Verlag, 1975. 20~25
- 2 Erf R K. *Speckle Metrology*. Hartford: United Technologies Research Center, 1978. 3~7
- 3 Sun Hong, Liu Ying, Ma Shining. Dynamic characteristics of double scattering speckle field in longitudinal motion. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1999, **19**(2): 181~185 (in Chinese)
- 4 Asakura T, Takai N. Dynamic laser speckles and their application to velocity measurements of the diffuse object. *Appl. Phys.*, 1981, **25**: 179~194
- 5 Miles R O, Dandridge A, Tveten A B *et al.*. Feedback induced line broadening in cw channel-substrate planar laser diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **37**(11): 990~992
- 6 Mark J, Tromborg B, Christiansen P L. Bistability and low frequency fluctuations in semiconductor lasers with optical feedback: A theoretical analysis. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **24**(2): 123~133
- 7 Henry C H, Kazarinov R F. Instabilities of semiconductor lasers due to optical feedback from distant reflectors. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1986, **22**(2): 294~301
- 8 Mukai T, Otsuka K. New route to optical chaos: successive subharmonic oscillation cascade in a semiconductor lasers. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **55**(17): 1711~1714
- 9 Wang W M, Boyle W J O, Grattan K T V *et al.*. Self-mixing interference in a diode laser: experimental observation and theoretical analysis. *Appl. Opt-LP*, 1993, **32**(9): 1551~1558
- 10 Gong Haohan, Liu Cheng, Chen Daqing *et al.*. Relationship between laser speckle correlation and displacement. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(2): 211~214 (in Chinese)
- 11 Chen Bingquan. Measurement of resonant frequencies of objects by rotating aperture stroboscopic speckle photographic method. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(11): 1358~1361 (in Chinese)
- 12 Shibata T, Shinohara S, Ikeda H *et al.*. Laser speckle velocimeter using self-mixing laser diode. *IEEE. Trans. on Instrumentation and Measurement*, 1996, **45**(2): 499~503
- 13 Zdemir K, Takasu T, Shinohara S *et al.*. Simultaneous measurement of velocity and length of moving surfaces by a speckle velocimeter with two self-mixing laser diodes. *Appl. Opt.-OT*, 1999, **38**(10): 1968~1974
- 14 Shibata T, Shinohara S, Ikeda H *et al.*. Automatic measurement of velocity and length of moving plate using self-mixing laser diode. *IEEE. Trans. on Instrumentation and Measurement*, 1999, **48**(6): 1062~1067
- 15 Zdemir K, Ito S, Shinohara S *et al.*. Correlation-based speckle velocimeter with self-mixing interference in a semiconductor laser diode. *Appl. Opt.-LP*, 1999, **38**(33): 6859~6865
- 16 Norgi M, Donati S, D' Alessandro D. Interferometric measurements of displacement on a diffusing target by a speckle tracking technique. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2001, **37**(6): 800~806
- 17 Wang Ming, Nie Shouping, Li Dacheng. Optical feedback interferometry of semiconductor laser for sensing application. *Chin. J. Lasers* (中国激光), 2002, **29**(12): 1122~11226 (in Chinese)
- 18 Wang Ming, Nie Shouping, Li Dacheng. Self-mixing interferometry of dual external cavities and its signal analysis. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(6): 729~733 (in Chinese)
- 19 Thorsos E I. The validity of the kirchoff approximation for rough surface scattering using a gaussian roughness spectrum. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1988, **83**(1): 78~92
- 20 Fung A K, Chen M F. Numerical simulation of scattering from simple and composite random surfaces. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1985, **2**(12): 2274~2284