

文章编号: 0258-7025(2005)04-0519-05

近衍射极限半导体激光束波面检测

刘宏展^{1,2}, 刘立人¹, 徐荣伟¹, 栾竹¹, 滕树云¹

(¹中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学研究室, 上海 201800)

²中国科学院研究生院, 北京 100049

摘要 在星间半导体激光通信系统中, 如何检测发射光束波面的质量是个较难处理的问题, 为了较好地解决这一问题, 在简单介绍白光横向双剪切干涉仪的基础上, 报道了用此干涉仪对近衍射极限半导体激光束波面的检测, 在此基础上推导出计算远场发散度的公式。实验测得近场光束的波高差为 0.2λ , 通过夫朗和费衍射求得光束的发散度仅为 $64.8 \mu\text{rad}$, 这表明光束接近光学衍射极限。同时, 表明双剪切干涉仪灵敏度高、实用性好。

关键词 光通信; 双剪切干涉仪; 发散度; 衍射极限

中图分类号 TN929.13; O436.1; TN247 **文献标识码** A

Measuring Near the Diffraction-Limited Wavefront of Semiconductor Laser Beam

LIU Hong-zhan^{1,2}, LIU Li-ren¹, XU Rong-wei¹, LUAN Zhu¹, TENG Shu-yun¹

(¹ Information Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(² Graduate School, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract In the semiconductor intersatellite communication system, how to test the laser beams' quality is difficult. In order to solve this problem, a basal principle of the white light lateral double-shearing interferometer is introduced firstly, and then measuring the semiconductor laser beam's wavefront which is near the diffraction-limited by the interferometer is reported, and the formula of calculating the beam's divergence is deduced according to the Fraunhofer diffraction. A 0.2λ wavefront error is gained experimentally. Corresponding to the wavefront error, the divergence angle is only $64.8 \mu\text{rad}$, which indicates the beam is near the diffraction-limited. The result shows that the interferometer has high precision and wide practicability.

Key words optical communication; double-shearing interferometer; divergence angle; diffraction-limited

1 引言

星间半导体激光二极管(LD)通信因其体积小、重量轻、传输速率高、保密性和抗干扰性能好等特点, 已经引起了许多国家的关注^[1~3]。在此系统中, 用作信号载体的激光束, 其传输距离远至 45000 km, 这要求光束具有高度的平行性, 即光束的发散度接近光学衍射极限, 才能满足通信要求。因半导体激光束的谱线宽, 相干长度小于毫米级, 要对这样的激光束波面进行检测, 有一定的难度。对波面的检测已有许多方法^[4,5], 文献[4]采用直接的

径向剪切干涉仪和点衍射干涉仪测量波面, 它们可以用于衍射极限波面的测量, 但要求其系统本身的像差小于待测波面的像差, 这样高精度光学系统的制作极其困难; 文献[5]采用间接几何法的哈特曼检验法, 但测量精度低, 无法测量衍射极限波面; 文献[5]中的横向剪切干涉仪, 无法测量波高差小于一个波长的波面。为了克服以上难题, 我们研究出白光双剪切波面干涉测量仪^[6], 它采用差动原理引入倾斜量, 产生上下不同的背景条纹, 通过测量干涉图中上下条纹的相对变化, 就能对近衍射极限波面进行

收稿日期: 2004-03-01; 收到修改稿日期: 2004-07-14

基金项目: 上海市科委重点科技项目(012261011)资助项目。

作者简介: 刘宏展(1975—), 男, 湖南衡东人, 中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生, 主要从事光通信及其检测技术研究。E-mail: lhzhan@yahoo.com.cn

检测。方法简单方便,且能直观、实时地从干涉图上检测出近衍射极限光束的波高差。利用白光双剪切干涉仪实现了对星间激光通信发射单元光束波面的检测。

2 检测原理及发散度公式

检测是针对半导体激光通信系统中的二极管单模光纤耦合、滤波、准直系统进行的,整个检测实施的原理图如图 1 所示,半导体激光二极管经单模光纤耦合后,在另一端输出,把输出端放置在准直光学系统的焦点处,光束经过准直后,入射到双剪切干涉仪,形成干涉条纹,通过处理干涉条纹即可得到波高差,从而了解波面质量。

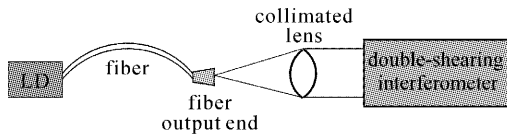


图 1 检测实施框图

Fig. 1 Scheme of the experiment

检测用白光双剪切干涉仪来实现,它是整个检测中的重要工具,其结构如图 2 所示^[4]。

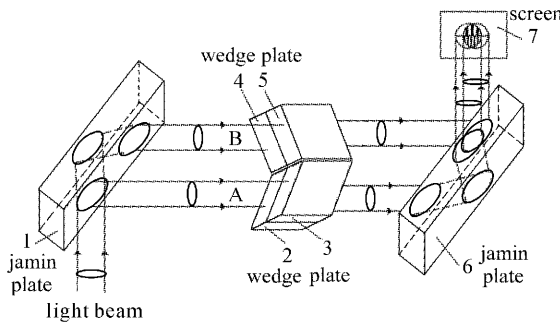


图 2 双剪切干涉仪的结构图

Fig. 2 Configuration of lateral double-shearing interferometer

图 2 中 1,6 表示两块相同的雅敏平板,其尺寸为 $200\text{ mm} \times 95\text{ mm} \times 60\text{ mm}$,2~5 为相同的楔形平板,尺寸为 $90\text{ mm} \times 35\text{ mm} \times 30\text{ mm}$,且有个 $17''$ 的楔角,7 为接收屏。测量时,调整 2,3 或者 4,5 来改变剪切量,从而使接收屏上的上下干涉条纹发生变化,通过测量上下条纹宽的相对变化,便可以简便实时地检测出光束的波高差。根据双剪切干涉仪的原理,有以下关系式^[6]

$$\Delta\omega = \frac{\lambda r_0^2}{2S} \frac{|T_2 - T_1|}{T_1 T_2} = \frac{\lambda r_0^2}{2S} \frac{\Delta T}{T_1 T_2}, \quad (1)$$

其中 $\Delta\omega$ 表示波高差, T_1 为干涉图的上半部分的条纹间距, T_2 为下半部分干涉图的条纹间距, S 为剪切量的大小, r_0 为入射光束孔径半径, λ 为入射波长,接收屏上的理想干涉条纹如图 3 所示。

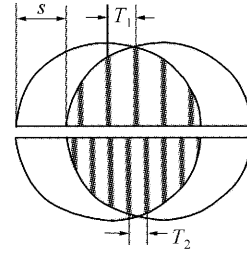


图 3 干涉仪干涉条纹分析示意图

Fig. 3 Sketch for analyzing the interference pattern

检测时, r_0 为光束的孔径半径,是已知量;采集干涉图,从中得到 T_1, T_2, S 的数值,便可以求得波高差。

当实验测得波高差后,还需要根据测得的波高差来求取远场的发散度,把它与理想平面波衍射艾里斑的第一个零点所对应的发散度对比,从而判断波面是否达到衍射极限。当光束通过有限孔径在空间传播时,它的远场 $U(x, y)$ 是近场 $U_0(x_0, y_0)$ 的傅里叶变换,即^[7]

$$U(x, y) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp\left(jk \frac{x^2 + y^2}{2z}\right) \times \tilde{F}[U_0(x_0, y_0)], \quad (2)$$

通过对近场 $U_0(x_0, y_0)$ 作傅里叶变换,便可以求得远场 $U(x, y)$ 的分布,从而得到光束的发散度。在我们考查的情况中,假设高斯光束的振幅为 $a(x_0, y_0)$,且附加的波差为 $\text{err}(x_0, y_0)$,可变口径光阑的孔径函数为 $p(x_0, y_0)$,则有波差的激光光束经孔径光阑后近场的振幅 $U_0(x_0, y_0)$ 可写为:

$$U_0(x_0, y_0) = a(x_0, y_0) p(x_0, y_0) \text{err}(x_0, y_0), \quad (3)$$

考虑到孔径光阑和高斯光束的圆对称性,假设高斯光束的空间振幅分布为

$$a(r) = L \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right), \quad (4)$$

其中 L 为高斯光束空间振幅分布的幅值, ω_0 为高斯光束的波腰。同时孔径光阑是半径为 r 的圆孔,其孔径函数可表示为

$$p(r) = \text{circ}(r/r_0), \quad (5)$$

设高斯光束的波差为

$$\text{err}(r) = \exp\left(i2\pi \frac{\Delta\omega}{\lambda}\right) = \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2R}\right), \quad (6)$$

其中 $R = \frac{r_0^2 + (\Delta\omega)^2}{2(\Delta\omega)}$, $R, r_0, \Delta\omega$ 的含义如图 4 所示,

它们分别表示近场高斯光束的曲率半径、光束出射口径的半径、在出射口处的波面高度。

经过以上推导,近场可以表示为

$$U_0(r) = a(r)p(r)\text{err}(r) = \text{circ}\left(\frac{r}{r_0}\right) \left[L \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \right] \exp\left(j \frac{\pi}{\lambda} \frac{r^2}{R}\right), \quad (7)$$

其中 $\text{circ}(r/r_0)$ 为孔径函数。对(7)式作傅里叶变换

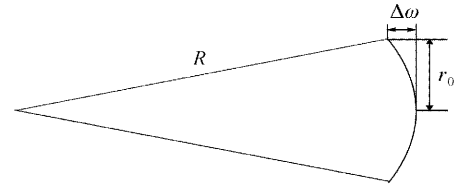


图 4 近场光束的曲率半径、波高及通光孔径的关系
Fig. 4 The relation of the curvature radius, aperture and wavefront error of the light beam

$$\begin{aligned} \tilde{F}\{U_0(r)\} &= \tilde{F}\left\{ \text{circ}\left(\frac{r}{r_0}\right) \left[L \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \right] \exp\left(j \frac{\pi}{\lambda} \frac{r^2}{R}\right) \right\} = \\ &= \tilde{F}\left\{ \text{circ}\left(\frac{r}{r_0}\right) \left[L \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} + j \frac{\pi}{\lambda} \frac{r^2}{R}\right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

根据傅里叶变换的性质,两个函数相乘的傅里叶变换等效于两个函数分别作傅里叶变换后再卷积,则(8)式变为

$$\begin{aligned} \tilde{F}\{U_0(r)\} &= \tilde{F}\left\{ \text{circ}\left(\frac{r}{r_0}\right) \left[L \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} + j \frac{\pi}{\lambda} \frac{r^2}{R}\right) \right] \right\} = \\ &= \tilde{F}\left\{ \text{circ}\left(\frac{r}{r_0}\right) \right\} \otimes \tilde{F}\left\{ L \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} + j \frac{\pi}{\lambda} \frac{r^2}{R}\right) \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

在圆域坐标下,傅里叶变换就是汉克变换,由汉克变换有^[8]

$$\tilde{F}\{U_0(r)\} = \frac{Lr_0 J_1(2\pi r_0 \rho)}{\rho} \otimes \left\{ \frac{1}{-j/(\lambda R) + 1/(\omega^2 \cdot \pi)} \cdot \exp\left[-\frac{\pi \rho^2}{-j/(\lambda R) + 1/(\omega^2 \cdot \pi)}\right] \right\}, \quad (10)$$

$\rho = \sqrt{\left(\frac{x}{\lambda z}\right)^2 + \left(\frac{y}{\lambda z}\right)^2}$ 表示远场在极坐标下的空间频率, J_1 为一阶贝塞尔函数。联合(2)式,(10)式,可得

$$|U(x, y)| = |U(\rho)| = \left| K \cdot \frac{J_1(2\pi r_0 \rho)}{\rho} \otimes \exp\left[-\frac{\pi \rho^2}{-j/(\lambda R) + 1/(\omega^2 \cdot \pi)}\right] \right|, \quad (11)$$

其中 $K = \frac{Lr_0}{\lambda z} \cdot \frac{1}{-j/(\lambda R) + 1/(\omega^2 \cdot \pi)}$, 要求光束的发散度, 只要对(11)式进行数值运算, 得到幅值 $1/e$ 点对应的 ρ_d , 把它代入到 ρ 的表达式中, 则

$$\theta_d = 2\rho_d \lambda z / z = 2\lambda \rho_d, \quad z \gg \rho \quad (12)$$

其中 ρ_d 表示极坐标下的远场空间频率幅值等于其最大值的 $1/e$ 时所对应的空间频率值, θ_d 表示相应的发散度。

3 实 验

首先, 不加楔形平板, 把雅敏平板 1 和 6 放置好(如图 2 所示)。光束大致以 45° 入射到平板 1 上, 调整雅敏平板 6, 使接收屏 7 上的光束 A 和 B 完全重合, 这说明雅敏平板 1 和 6 已经调整平行; 接下来, 在放置楔形平板的位置放置两块没有楔角的平板^[6], 调整它们, 此时接收屏上有背景条纹, 保持干涉仪不动, 再对耦合光纤输出端在准直系统的焦平面前后位置

进行微调, 直到接收屏出现一片亮。此时平板干涉仪不能对更小的波面差进行检测了, 必须换上楔形平板。把它们放置好, 调整 2, 3 或调整 4, 5 都使上下视场的干涉条纹数呈相反的变化, 即一个增加另一个则减少, 则说明楔形平板放置是正确的。为了比较, 对调整好的光纤输出端暂时固定, 调整楔形平板, 改变剪切量, 使上下视场出现大致相同的干涉条纹数。之

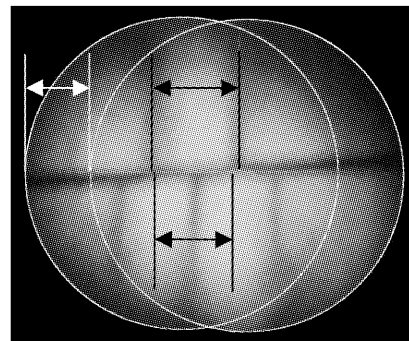


图 5 检测用干涉条纹图

Fig. 5 Last interference pattern for the measurement

后,微调光纤输出端,使干涉条纹尽量清晰,再微小改变剪切量,使干涉视场有合适数量的干涉条纹,最后得到图 5 所示的双剪切干涉图。

受环境影响及 CCD 性能的限制,使得干涉图的效果不太好,采集干涉图时,对其进行了整体放大或缩小,这对测量不会带来任何影响。通过测量图 5,得到表 1 所示的数据。

表 1 干涉图的测量值与实际值
Table 1 Metrical value and actual value of the interference pattern

	Metrical value /cm	Actual value /mm
$2r$	5.08	25
S	1.07	5.27
T_1	1.39	6.84
T_2	1.27	6.25
$ T_1 - T_2 $	0.12	0.59
$\Delta\omega$		0.20 λ

其中波高差 0.20 λ 根据(1)式计算得到。根据波高差,结合已知的参数: $\lambda=800$ nm, $\omega_0=10$ mm, $r_0=12.5$ mm,对(11)式进行数值运算,最后得 $\rho_d=40.5$,把它代入(12)式,则 $\theta_d=64.8$ μ rad。根据衍射光学理论可知,理想平面波的发散度是由衍射图样:艾里斑的第一个零点所对应的角 $\theta_{dif}=2.44\lambda/(2r_0)=78.08$ μ rad 决定的^[9]。 θ_{dif} 与 θ_d 如图 6 所示。

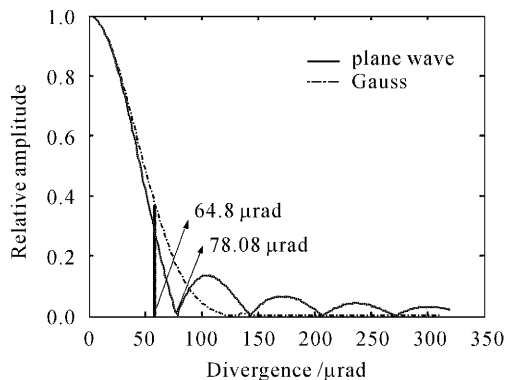


图 6 高斯光束远场发散度及平面波的发散度比较
Fig. 6 Comparison between the divergences of Gauss beam and plane wave

把 θ_{dif} 与 θ_d 进行比较,考虑到定义的差异,可以说光束接近或达到了衍射极限。进一步的验证,可以由 Zernike 多项式拟合出波面,然后再求取发散度,把两种方法求得的发散度进行对比,从而验证。

整个检测过程操作简单,通过改变剪切量^[10],可以改变干涉仪的灵敏度。另外,由于两束激光产

生干涉时是严格等光程的,所以周围环境对测量结果所产生的影响很小,考虑到半导体激光束的特性,可以说,双剪切干涉仪具有较强的实用性。

4 结 论

用白光双剪切干涉仪实现了对星间半导体激光通信中发射光束波面的检测,实验测得光束的波高差为 0.2 λ ,其发散度仅为 64.8 μ rad,光束接近衍射极限。整个测量操作简单,能直接从干涉图读取所需信息,且有实时性的特点,不失为一种方便快捷的检测半导体激光束波面质量的好方法。在整个测量过程中有一定的误差,这跟准直光学系统的质量,干涉仪的调整,CCD 的精度等因素有关。为了减少准直光学系统的误差,可以最优化准直透镜的设计;为了减少干涉仪的误差,可以先用氦氖激光对干涉仪进行校准;为了防止 CCD 饱和,驱动电流不要太大,同时应该尽量采用分辨率高的 CCD 来接收干涉图。通过以上措施,可以有效地减少测量误差,提高测量精度。

参 考 文 献

- 1 Isaac I. Kim, Brian Riley, Nicholas M. Wong *et al.*. Lessons learned from the STRV-2 satellite-to-ground lasercom experiment [C]. G. Stephen Mecherle, Free-space laser communication technologies X III, Washington: SPIE Press, 2001. 1~15
- 2 Toni Tolker-Nielsen, Benoit Demelenne, Eric Desplats. In orbit test results of the first SILEX terminal[C]. G. Stephen Mecherle, Free-space laser communication technologies XI, Washington: SPIE Press, 1999. 31~42
- 3 Gotthard Oppenhauser. Silex program status-a major milestone is reached [C]. G. Stephen Mecherle, Free-space laser communication technologies IX, Washington: SPIE Press, 1997. 2~9
- 4 Zhu Luan, Liren Liu, De'an Liu *et al.*. Jamin double-shearing interferometer for diffraction-limited wave-front test[J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(9): 1819~1824
- 5 Joseph M. Geary. Introduction to Wavefront Sensors [M]. Washington: SPIE Press, 1995. 53~56
- 6 Daniel Malacara. Opticalshop Testing[M]. Beijing: Mechanical Industry Press, 1983. 105~312
D. 马拉卡拉. 光学车间检验[M]. 北京: 机械工业出版社, 1983. 105~312
- 7 Su Xianyu, Li jitao. Information Optics[M]. Beijing: Science Press, 2000. 46
苏显渝,李继陶. 信息光学[M]. 北京: 科学出版社, 2000. 46
- 8 Jack D. Gaskill. Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics[M]. New York: John Wiley & Sonc, 1978. 329
- 9 Shi Shunxiang, Zhang Haixing, Liu Jinsong. Physics Optics and Applied Optics[M]. Xi'an: Xidian University Press, 2000. 136
石顺祥,张海兴,刘劲松. 物理光学和应用光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2000. 136
- 10 Xu Deyan. The Shearing Interferometer and Its Application [M]. Beijing: Mechanical Industry Press, 1987. 110~111
徐德衍. 剪切干涉仪及其应用[M]. 北京: 机械工业出版社, 1987. 110~111