

激光器的部分相干性对光纤激光器阵列 相干合成远场图样的影响^{*}

肖 瑞[†] 周 朴 侯 静 姜宗福 刘 明

(国防科技大学光电科学与工程学院,长沙 410073)

(2006 年 4 月 28 日收到 2006 年 6 月 8 日收到修改稿)

考虑光纤激光器阵列相干合成的远场分布时,一般都认为单个激光器的输出光束是理想的高斯光束,实际上受各种因素的影响,一般激光器的输出光束都是一部分相干光.从部分相干光的高斯-谢尔模型出发,首次推导出了当单个激光器的输出光束是部分相干光时,激光器阵列相干合成的远场光强分布模型,并给出了数值模拟计算结果.

关键词:光纤激光器阵列,相干合成,部分相干光

PACC:4225K,4281P,4225B

1. 引 言

光纤激光器是当今光电子技术研究领域中最前沿的研究课题之一,特别是近年来,由于大模式面积双包层(LMA-DC)光纤的出现以及高亮度半导体二极管抽运的进展,使得光纤激光器的输出功率得到了极大的提高,单模光纤输出功率已达到 1.5 kW,就当前的光纤技术来说,理论上可接近 10 kW 的功率输出^[1].然而,由于受到掺杂光纤的非线性效应,光学损伤及热损伤等物理机制的限制,要想大幅度(万瓦级以上)地提高单个激光器的功率是相当困难的.随着 Michelson-Vernier 干涉仪的引入,20 世纪 60 年代有人就提出在谐振腔内对激光光束叠加输出,其后人们提出了许多光束叠加的方法和技术^[2-4],把多个相对小功率的激光器功率输出进行叠加,从而获得所需要的高功率高亮度激光输出.而光纤由于本身所具有的优点很容易束缚在一起,形成光纤阵列,有望获得所期望的高功率相干输出.

实际工作中,对两类光束的合成问题十分感兴趣,即相干合成和非相干合成.非相干合成最典型的代表是美国 IPG 商用的万瓦级以上的光纤激光器系列,它是用光纤合束器将来自不同激光器的光合成

为一束激光输出,各激光器之间没有空间的干涉效应产生,只是能量上的一种简单叠加.光束的相干合成大致又可以分为主动的相干合成和自组织的相干合成两大类.自组织的相干合成一般依靠阵列中各个激光器之间的相互注入来达到整个系统的锁相合成输出;主动的相干合成则要求有快速的电路反馈系统来控制阵列中各光束的相位,保证在光束阵面口径上各光束相位一致,从而实现激光束的远场相干叠加输出.通常在计算光纤激光器阵列相干合成的远场分布时,都简单地假定阵列中每一个发光孔径的出射光束是基模高斯光束^[5].实际上,理想的基模高斯光束是不存在的.本文的目的即是研究当阵列的出射光束是部分相干光时,相干合成的远场分布情况.

2. 理论基础

考虑图 1 的模型,在输出平面上有 N 个一样的光纤激光器的输出光束,我们的目的是计算这 N 个光束的相干合成的远场强度分布.

为了简单起见,在计算过程中我们做了如下假设:每一个光束都服从同样的振幅分布,都是一部分相干光,我们用高斯-谢尔模型来描述该部分相干

^{*} 国防科技大学校预研(批准号 JCO5-07-04)资助的课题.

[†] E-mail: 13787215083@hnmcc.com

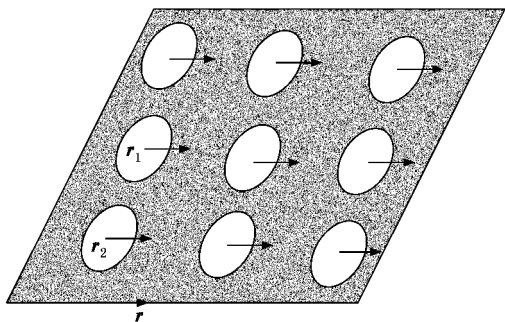


图1 激光器阵列出光示意图

光, 不考虑位相的影响, 假定位于两个不同光束上相同位置处的两点之间是完全相干的. 如图1, $r_1(r_1, \theta_1)$, $r_2(r_2, \theta_2)$ 分别表示光束1, 光束2对应相同位置的坐标, 因点 $r_1(r_1, \theta_1)$, $r_2(r_2, \theta_2)$ 同处于两光束的对应相同位置, 我们就认为它们之间是完全相关的.

设部分相干光源在 $z=0$ 处的交叉谱密度函数可表示为^[6]

$$W(r_1, r_2, 0) = \sqrt{K(r_1, 0)K(r_2, 0)} \times \mu(r_1 - r_2, 0), \quad (1)$$

$$K(r, 0) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right), \quad (2)$$

$$\mu(r_1 - r_2, 0) = \exp\left(-\frac{(r_1 - r_2)^2}{2\sigma_0^2}\right), \quad (3)$$

其中, 复空间相干度 $\mu(r_1 - r_2, 0)$ 只与 $r_1 - r_2$ 有关, 称为谢尔源, I_0 为一常数, ω_0, σ_0 分别为源处高斯-谢尔模型光束的束腰宽度和相关长度. 高斯-谢尔模型光束是描述部分相干光的一个常用物理模型. 它在自由空间传输距离 z 的公式为

$$W(r_1, r_2, z) = I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{r_1^2 + r_2^2}{\omega^2(z)}\right] \times \exp\left[-\frac{(r_1 - r_2)^2}{2\sigma^2(z)}\right] \times \exp\left[-\frac{ik(r_1^2 - r_2^2)}{2R(z)}\right], \quad (4)$$

式中

$$\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2 \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z}\right)^2 \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2}\right)^{-1}\right], \quad (6)$$

$$\sigma(z) = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2 \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

$\omega(z), R(z), \sigma(z)$ 分别为高斯-谢尔模型光束在 z 处的束宽, 等相面曲率半径和相关长度.

定义空间相干度 α 和空间相关参数 β ,

$$\alpha = \frac{\sigma_0}{\omega_0} = \frac{\sigma(z)}{\omega(z)}, \quad (8)$$

$$\beta = \left[1 + \left(\frac{\omega_0}{\sigma_0}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} = \left[1 + \left(\frac{\omega(z)}{\sigma(z)}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} = (1 + \alpha^{-2})^{-\frac{1}{2}}, \quad (9)$$

α, β 都是与传输距离 z 无关的量, 且 $0 \leq \alpha < +\infty$, $0 \leq \beta \leq 1$. 其中, 两个极限情况 $\alpha = 0 (\beta = 0)$, $\alpha \rightarrow +\infty (\beta = 1)$ 分别对应于完全空间非相干光和完全空间相干光.

现在, 我们以三束光为例, 推导激光器阵列相干合成远场传输的交叉谱密度函数. 为简单起见, 我们只考虑了这三束光沿着 x 轴的一维分布(如图2), 光束中心之间的距离为 a , 光束直径为 b .

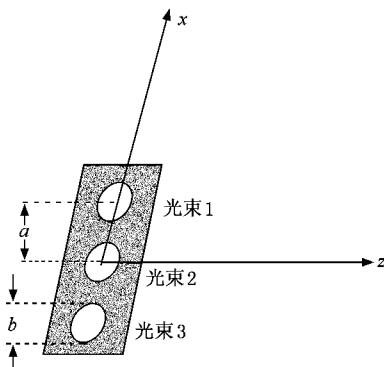


图2 计算模型

三光束在 $z=0$ 处的光强共有3项组成, 即

$$K(x, 0) = I_0 \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_0^2}\right) + I_0 \exp\left(-\frac{2(x-a)^2}{\omega_0^2}\right) + I_0 \exp\left(-\frac{2(x+a)^2}{\omega_0^2}\right), \quad (10)$$

充分考虑到两个不同光束上相同位置处的两点之间是完全相干的, $z=0$ 处的复空间相干度 μ 共有5项组成, x_1, x_2 分别是3个光束上任意两点的坐标,

$$\begin{aligned} \mu(x_1 - x_2, 0) &= \exp\left(-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x_1 - x_2 - a)^2}{2\sigma_0^2}\right) \\ &+ \exp\left(-\frac{(x_1 - x_2 + a)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x_1 - x_2 - 2a)^2}{2\sigma_0^2}\right) \\ &+ \exp\left(-\frac{(x_1 - x_2 + 2a)^2}{2\sigma_0^2}\right), \end{aligned} \quad (11)$$

将(10)(11)两式代入(1)式得

$$W(x_1, x_2, 0) = \sqrt{I_0 \exp\left(-\frac{2x_1^2}{\omega_0^2}\right) + I_0 \exp\left(-\frac{2(x_1 - a)^2}{\omega_0^2}\right) + I_0 \exp\left(-\frac{2(x_1 + a)^2}{\omega_0^2}\right)} \\ \times \sqrt{I_0 \exp\left(-\frac{2x_2^2}{\omega_0^2}\right) + I_0 \exp\left(-\frac{2(x_2 - a)^2}{\omega_0^2}\right) + I_0 \exp\left(-\frac{2(x_2 + a)^2}{\omega_0^2}\right)} \\ \times \left\{ \exp\left(-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x_1 - x_2 - a)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x_1 - x_2 + a)^2}{2\sigma_0^2}\right) \right\} \\ \times \left\{ + \exp\left(-\frac{(x_1 - x_2 - 2a)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x_1 - x_2 + 2a)^2}{2\sigma_0^2}\right) \right\}, \quad (12)$$

(12) 式根号下光强的乘积共有 9 项, 分别表示同一光束上两点的光强之积以及分别位于两不同光束上两点的光强之积. 每一项光强的乘积都和大括号中相应的(根据两点的位置关系确定)一项复相干因子组合, 再结合(4)式则可得 z 处的交叉谱密度函数为

$$W(x_1, x_2, z) = I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{x_1^2 + x_2^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik(x_1^2 - x_2^2)}{2R(z)}\right] \\ + I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{(x_1 - a)^2 + (x_2 - a)^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik((x_1 - a)^2 - (x_2 - a)^2)}{2R(z)}\right] \\ + I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{(x_1 + a)^2 + (x_2 + a)^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik((x_1 + a)^2 - (x_2 + a)^2)}{2R(z)}\right] \\ + I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{x_1^2 + (x_2 - a)^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{a^2}{2\sigma^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik(x_1^2 - (x_2 - a)^2)}{2R(z)}\right] \\ + I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{x_1^2 + (x_2 + a)^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{a^2}{2\sigma^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik(x_1^2 - (x_2 + a)^2)}{2R(z)}\right] \\ + I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{(x_1 - a)^2 + x_2^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{a^2}{2\sigma^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik((x_1 - a)^2 - x_2^2)}{2R(z)}\right] \\ + I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{(x_1 - a)^2 + (x_2 + a)^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{(2a)^2}{2\sigma^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik((x_1 - a)^2 - (x_2 + a)^2)}{2R(z)}\right] \\ + I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{(x_1 + a)^2 + x_2^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{a^2}{2\sigma^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik((x_1 + a)^2 - x_2^2)}{2R(z)}\right] \\ + I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{(x_1 + a)^2 + (x_2 - a)^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{(2a)^2}{2\sigma^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik((x_1 + a)^2 - (x_2 - a)^2)}{2R(z)}\right], \quad (13)$$

令(13)式中的 $x_1 = x_2 = x$, 则可由 z 处的交叉谱密度函数得到 z 处的光强分布 $I(x, z)$.

应该要说明的是, 在计算中我们为了简单起见, 只考虑了阵列中有三束光的情况. 当阵列中有 N 束光并且二维分布时, 我们的方法同样适用. 这时, z 处的交叉谱密度函数将有 $N + C_N^2 = N^2$ 项组成.

3. 计算结果与分析

基本计算参数如下: 波长 λ 为 1083 nm, 准直光束中心之间的距离 $a = 4$ mm, 光束直径为 $b = 1$ mm, 占空比定义为准直光束间隔/光束半径也就是 $\frac{a-b}{b} = 6$. 图 3 是空间相关参数 β 取不同值时,

三个光纤放大器相干合成的归一化远场光强分布图.

从图 3 可以看出, 随着空间相关参数 β 逐渐减小, 峰值功率逐渐降低, 直至趋向于主峰和各次峰的完全均一分布. 远场光强分布没有出现本底, 远场条纹可见度 $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ 不变, I_{\max} , I_{\min} 分别是远场干涉中心亮条纹的相邻极大与极小值.

从图 4 还可以看出, 空间相关参数 β 取不同值时, 远场光强分布并没有发生位置上的改变, 而且各峰的宽度也没有变化.

图 5 是归一化的峰值光强随空间相关参数 β 的变化曲线, 随 β 不断增大, 远场的峰值光强也逐渐增强. 当 β 逐渐减小一直到三束光都接近于完全空

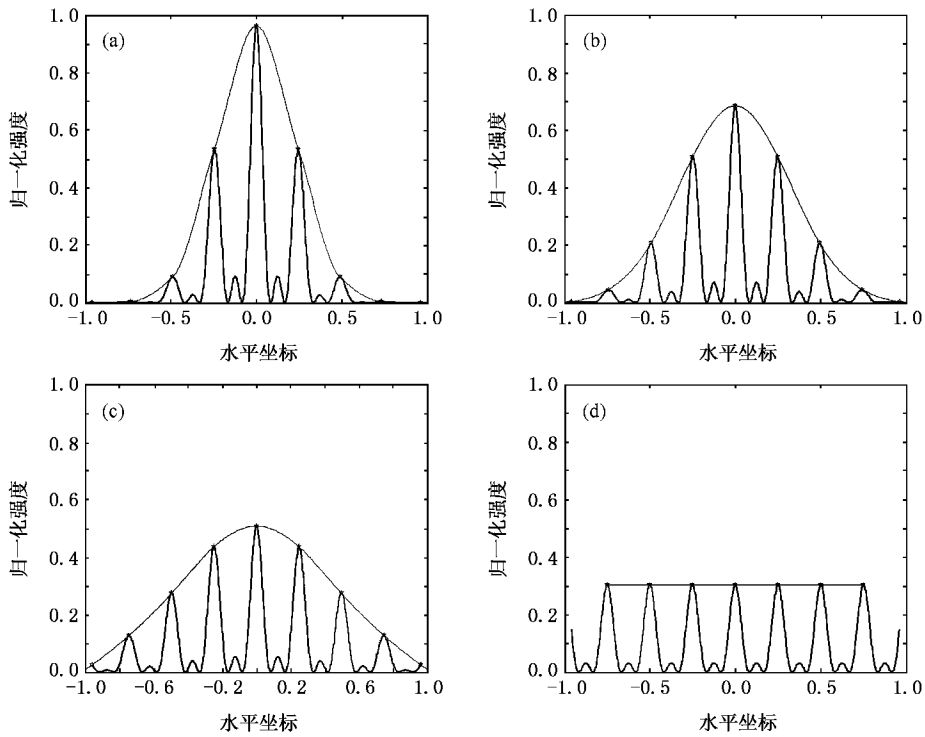


图3 锁相阵列归一化远场光强分布 (a) $\beta = 0.9900, V = 1$ (b) $\beta = 0.7000, V = 1$ (c) $\beta = 0.5000, V = 1$; (d) $\beta = 0.0100, V = 1$

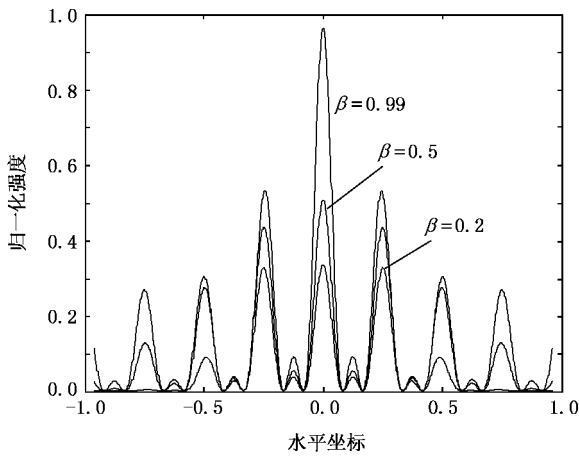


图4 β 取不同值时, 远场光强分布比照图

间非相干光时, 这时的峰值光强也没有趋近于零, 这是因为, 虽然三束光各自都接近于完全空间非相干光, 但是对应于不同光束上相同位置处的两点之间是完全相干的.

4. 结 论

推导出了当单个激光器的输出光束是部分相干

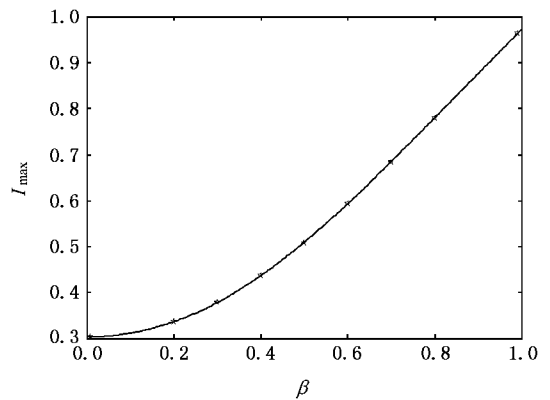


图5 β 取不同值时, 归一化峰值光强的变化

光时, 激光器阵列相干合成的远场光强分布模型. 数值计算结果表明, 单个激光器的部分相干性, 只会造成远场峰值强度的变化, 对远场条纹可见度, 干涉峰的宽度以及干涉图样的位置都没有影响. 文中的应用背景虽然是光纤激光器阵列, 但由推导过程可以看出, 我们的模型完全适用于任意激光器阵列的相干合成的远场光强计算.

- [1] Carter A , Samson B 2005 *Military & Aerospace Electronics* **16** 16 Chinese)[肖 瑞、侯 静、姜宗福 2006 物理学报 **55** 184]
- [2] Xiao R , Hou J , Jiang Z F 2005 *Laser Technology* **29** 516(in Chinese)[肖 瑞、侯 静、姜宗福 2005 激光技术 **29** 516]
- [3] Hou J , Xiao R , Jiang Z F , Cheng X A , Shu B H , Chen J B , Liu Z J 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 2273
- [4] Xiao R , Hou J , Jiang Z F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 184 (in Chinese)[肖 瑞、侯 静、姜宗福 2006 物理学报 **55** 184]
- [5] Jones D C , Scott A M , Clark S , Stace C , Clarke R G 2004 *SPIE* **5335** 125
- [6] Lü B D 2003 *Laser Optics* (Beijing :Higher Education Press)(in Chinese)[吕百达 2003 激光光学(北京 :高等教育出版社)]

Effect of partial coherence of laser has on the irradiance distribution of coherent combining of fiber laser arrays in far field*

Xiao Rui[†] Zhou Pu Hou Jing Jiang Zong-Fu Liu Ming

(*Optoelectric Science and Engineering School ,National University of Defense Technology , Changsha 410073 , China*)

(Received 28 April 2006 ; revised manuscript received 8 June 2006)

Abstract

When calculating the intensity propagating in the far field in coherent combining of fiber laser arrays , the previous approaches simply assumed that each aperture is a Gaussian amplitude distribution in a general way . The purpose of the present paper is to study the irradiance distribution where master-oscillators are partially coherent light , for example , the Gaussian-Schell model (GSM) beam . Based on the propagation law of partially coherent light , detailed numerical examples are given to illustrate the dependence of irradiance distribution on the coherence parameter of the GSM beam .

Keywords : fiber laser array , coherent combining , partially coherent beam

PACC : 4225K , 4281P , 4225B

* Project supported by the Yuyan of National University of Defense Technology (Grant No. JC05-07-04).

[†] E-mail : 13787215083@hnmcc.com