

基于空间域和频率域傅里叶变换 F^2 的光纤模式成分分析

张澍霖 冯国英 周寿桓

Fiber modal content analysis based on spatial and spectral Fourier transform

Zhang Shu-Lin Feng Guo-Ying Zhou Shou-Huan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 154202 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.154202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.154202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

空域移相偏振点衍射波前检测技术

[Spatial phase-shifting polarization point-piffraction interferometer for wavefront measurement](#)

物理学报.2016, 65(11): 114203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.114203>

无衍射 Mathieu 光束自重建特性的理论和实验研究

[Theoretical and experimental studies on the self-reconstruction property of non-diffracting Mathieu beam](#)

物理学报.2015, 64(1): 014201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014201>

一种基于双光束干涉的分级身份认证方法

[Multi-level authentication based on two-beam interference](#)

物理学报.2013, 62(6): 064205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.064205>

静态傅里叶变换超光谱全偏振成像技术

[Static Fourier-transform hyperspectral imaging full polarimetry](#)

物理学报.2013, 62(4): 044206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.044206>

目标粗糙对合成孔径激光雷达回波的退相干效应

[Decoherence effect of target roughness in synthetic aperture ladar](#)

物理学报.2013, 62(2): 024204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.024204>

基于空间域和频率域傅里叶变换 F^2 的光纤模式成分分析*

张澍霖¹⁾²⁾ 冯国英^{1)†} 周寿桓²⁾

1)(四川大学电子信息学院激光微纳工程研究所, 成都 610064)

2)(华北光电技术研究所, 北京 100015)

(2016年3月1日收到; 2016年5月27日收到修改稿)

针对高功率光纤激光光束质量诊断的需求, 提出了双傅里叶变换 F^2 法来测量光纤模式成分, 该方法侧重于对光纤输出激光的空间域和时间域的傅里叶变换谱进行测量, 得到群时延图, 给出模式在空间频谱域的分布, 以及各个模式的功率占比. 与已有的 S^2 方法相比, 该方法大大减小了对移动平台的移动精度要求, 适合于测量高功率光纤激光器输出光的模式成分.

关键词: 光纤模式, 基于空间域和频率傅里叶变换的 F^2 法, 群时延差异, 光谱干涉

PACS: 42.25.Hz, 42.81.-i

DOI: 10.7498/aps.65.154202

1 引言

大模场光纤^[1]在光通信和高功率光纤激光器^[2,3]应用领域日趋重要. 光纤的模分复用^[4]是提高光通信信息容量的有效方法, 它采用多种光纤模式传递信息以实现提高信息容量的目的^[5,6]. 因此, 对光纤模态功率的实时监测与分析是该系统的一个重要的课题. 大多数光纤激光器的性能好坏取决于它的光束质量^[7]. 单模光纤以其优越的光束质量为人所知, 然而在大模场光纤激光器中, 通常通过拉大光纤的有效区域来降低纤芯功率密度, 同时提高非线性效应的阈值以获得高功率输出, 但这会导致多横模运转, 从而降低了输出激光的光束质量. 经典的评价光束质量的标准是 M^2 , 通常低的 M^2 表示稳定光束以单模传输. 实际上, 通过弯曲技术来衰减高阶模十分困难, 即便光纤中有30%的高阶模成分, 光束仍然可以表现出极好的光束质量($M^2 < 1.1$)^[8,9]. 所以, 对光纤模式的测量与分析是对光纤激光器输出光束的控制与优化的重要

手段之一. 同时, 光纤模式的分析和表征在色散补偿器^[10]、光纤折射率分布表征^[11]、光纤模式转换器^[12]、偏振控制仪等^[13]应用领域也发挥着重要的作用.

对光纤模式测量与分析的方法多种多样^[14-16], 其中空间和频谱分析方法具有显著的优越性, 该方法的实验装置具有鲁棒性和简单性, 并且不需要提前知道光纤的几何参数.

本文中, 作者改进了空间和频谱分析法(S^2)^[17], 优化了实验装置, 使其可以测量高功率光纤激光器输出光的模式成分. 我们把这种方法称为空间域和频率域的傅里叶变换模式测量方法, 简称 F^2 法.

2 方案设计

基于双傅里叶变换 F^2 法的光纤激光模式分析的方案设计如图1所示, 其主要由激光光源、待测大模场光纤、耦合透镜、偏振片、二维平移台、单模光纤探针、光谱分析仪以及计算机系统等组成. 光

* 国家自然科学基金(批准号: 11574221)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoing_feng@scu.edu.cn

源出射光经过光纤跳线被耦合进待测光纤, 出射后由透镜准直, 经过偏振片后, 耦合进单模光纤探针, 最后再由光谱分析仪接收数据, 并且用计算机分析

数据. 在透镜后面放置偏振片以确保单模光纤探测到的光纤模式只有一种偏振态. 实验装置示意图如图 1 所示.

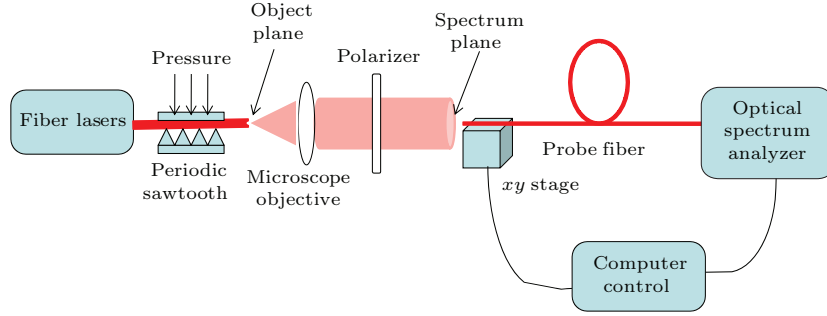


图 1 (网刊彩色) 双傅里叶变换 F^2 法分解光纤模式实验装置示意图

Fig. 1. (color online) Schematic of the F^2 decomposing mode experimental facilities.

由于不同的模式在待测光纤传输过程中有不同的群时延, 任意两个模式在光纤末端会形成空间叠加并产生光谱干涉图, 干涉信号耦合进单模光纤后被光谱仪记录下来. 探针光纤在测量波段是单模光纤, 放置在二维平移台上, 用电脑控制平移台自动扫描. 这样就得到多个模式光谱干涉后的傅里叶变换图, 对所有光谱干涉图进行傅里叶变换后再累加在一起, 在不同群时延位置处便可得到不同的模式拍.

3 理论推导及数值模拟

光纤的纤芯尺寸较小, 一般在几个微米到几十微米之间, 利用透镜系统做严格的傅里叶变换, 即光纤输出端位于透镜的前焦面, 透镜的后焦面为空间频谱面, 适当选择透镜的焦距可以获得毫米量级尺度的光斑分布. 设光纤输出端面的模式间是正交的, 其分布为 $\mathbf{E}_{mn}(x, y)$, 经过傅里叶变换后变为 $\mathbf{E}_{mn}(f_x, f_y)$, 它们仍然保持正交, 且群时延保持不变.

设基模、高阶模和总光场的傅里叶变换前的场分布为 $\mathbf{e}_{01}(x, y, \lambda)$, $\mathbf{e}_{mn}(x, y, \lambda)$ 和 $\mathbf{e}(x, y, \lambda)$. 设基模和总光场傅里叶变换前的光场的强度分布为 $I_{01}(x, y, \lambda)$ 和 $I(x, y, \lambda)$.

当两个模式在空间点 (x, y) 处叠加时, 会由于不同模式在宽谱光源下的群时延差而发生光谱干涉. 假设基模和高阶模进行干涉, 用一个系数 $\alpha_{mn}(x, y)$ 相关联可以得到以下关系:

$$\mathbf{e}_{mn}(x, y, \lambda)$$

$$= \alpha_{mn}(x, y) \mathbf{e}_{01}(x, y, \lambda) \exp(i2\pi c \Delta\tau_{mn} / \lambda), \quad (1)$$

其中, $\Delta\tau_{mn}$ 为高阶模和基模之间的相对群时延, c 为光速. 根据光的相干理论, 在光纤中传输的基模和高阶模模式之间会产生模间干涉 [18,19], 则在光纤中传输的光场分布为各个模式的相干叠加:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}(x, y, \lambda) &= \mathbf{e}_{01}(x, y, \lambda) + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha_{mn}(x, y) \mathbf{e}_{01}(x, y, \lambda) \\ &\quad \times \cos(2\pi c \Delta\tau_{mn} / \lambda). \end{aligned} \quad (2)$$

相应的光强分布为

$$\begin{aligned} I(x, y, \lambda) &= I_{01}(x, y, \lambda) \left[1 + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha_{mn}^2(x, y) \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha(x, y) \cos(2\pi c \Delta\tau_{mn} / \lambda) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

对 (2) 式两端做空间域傅里叶变换, 即 $\mathcal{F}\{\mathbf{e}(x, y, \lambda)\}$, 那么,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_F(f_x, f_y, \lambda) &= \mathbf{E}_{01,F}(f_x, f_y, \lambda) + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \mathbf{A}_{mn,F}(f_x, f_y) \\ &\quad * \mathbf{E}_{01,F}(f_x, f_y, \lambda) \cos(2\pi c \Delta\tau_{mn} / \lambda), \end{aligned} \quad (4)$$

式中, f_x 和 f_y 为空间频谱, 且

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{\mathbf{e}(x, y, \lambda)\} &= \mathbf{E}_F(f_x, f_y, \lambda), \\ \mathcal{F}\{\mathbf{e}_{01}(x, y, \lambda)\} &= \mathbf{E}_{01,F}(f_x, f_y, \lambda), \\ \mathcal{F}\{\mathbf{e}_{mn}(x, y, \lambda)\} &= \mathbf{E}_{mn,F}(f_x, f_y, \lambda), \\ \mathcal{F}\{\alpha_{mn}(x, y)\} &= \mathbf{A}_{mn,F}(f_x, f_y). \end{aligned}$$

若设透镜系统的焦距为 f , 在透镜的后焦面上的空间坐标为 (x', y') , 若令 $f_x = \frac{x'}{\lambda f}$, $f_y = \frac{y'}{\lambda f}$, 则(4)式变为

$$\begin{aligned} & \mathbf{E}_F \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \lambda \right) \\ &= \mathbf{E}_{01,F} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \lambda \right) + \sum_{\substack{m \neq 0, \\ n \neq 1}} \mathbf{A}_{mn,F} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \\ & \quad * \mathbf{E}_{01,F} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \lambda \right) \cos(2\pi c \Delta \tau_{mn} / \lambda). \end{aligned} \quad (5)$$

定义函数 $\mathbf{B}_{mn} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right)$ 满足条件:

$$\begin{aligned} & \mathbf{A}_{mn,F} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) * \mathbf{E}_{01,F} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \lambda \right) \\ &= \mathbf{B}_{mn} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \mathbf{E}_{01,F} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \lambda \right). \end{aligned} \quad (6)$$

则相应的光强分布为

$$\begin{aligned} & \mathbf{I}_F \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \lambda \right) \\ &= \mathbf{I}_{01,F} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \lambda \right) \left[1 + \sum_{\substack{m \neq 0, \\ n \neq 1}} \mathbf{B}_{mn}^2 \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \right. \\ & \quad + \sum_{\substack{m \neq 0, \\ n \neq 1}} \mathbf{B}_{mn} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \\ & \quad \times \left(e^{i2\pi c \Delta \tau_{mn} / \lambda} + e^{-i2\pi c \Delta \tau_{mn} / \lambda} \right) \\ & \quad + \sum_{\substack{m \neq p, n \neq q; \\ m \neq 0, n \neq 1}} \mathbf{B}_{mn} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \mathbf{B}_{pq} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \\ & \quad \left. \times e^{i2\pi c (\Delta \tau_{mn} - \Delta \tau_{pq}) / \lambda} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

其中, $\mathbf{I}_{01,F} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \lambda \right)$, $\mathbf{I}_F \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \lambda \right)$ 分别为光场空间傅里叶变换后基模和总光场的强度分布. 对(7)式两端做频域傅里叶变换得到时域强度分布^[20], 有

$$\begin{aligned} & \mathbf{I}_{F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau \right) \\ &= \mathbf{I}_{01,F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau \right) \left[1 + \sum_{\substack{m \neq 0, \\ n \neq 1}} \mathbf{B}_{mn}^2 \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \right] \\ & \quad + \sum_{\substack{m \neq 0, \\ n \neq 1}} \mathbf{B}_{mn} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \\ & \quad \times \left[\mathbf{I}_{01,F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau - \Delta \tau_{mn} \right) \right. \\ & \quad \left. + \mathbf{I}_{01,F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau + \Delta \tau_{mn} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \sum_{\substack{m \neq p, n \neq q; \\ m \neq 0, n \neq 1}} \mathbf{B}_{mn} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \mathbf{B}_{pq} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \\ & \quad \times \mathbf{I}_{01,F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau - \Delta \tau_{mn} + \Delta \tau_{pq} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

式中, $\mathbf{I}_{01,F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau \right)$, $\mathbf{I}_{F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau \right)$ 分别为基模和光场进行了两次(空间域和频率域)傅里叶变换后的结果, (8)式的第二项为高阶模和基模之间的干涉, 因此在 $\tau = \Delta \tau_{mn}$ 处会有一个尖峰, 它为高阶模式和基模之间的拍.

定义 f_{mn} 为(8)式在相对群时延分别为 $\Delta \tau_{mn}$ 和 0 的比值.^[17]:

$$\begin{aligned} & f_{mn} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \\ &= \frac{\mathbf{I}_{F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau = \Delta \tau_{mn} \right)}{\mathbf{I}_{F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau = 0 \right)} \\ &= \frac{\mathbf{B}_{mn} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right)}{1 + \sum_{\substack{m \neq 0, \\ n \neq 1}} \mathbf{B}_{mn}^2 \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right)}. \end{aligned} \quad (9)$$

这样就可以得到 f_{mn} 与 \mathbf{B}_{mn} 的关系,

$$\begin{aligned} & \mathbf{B}_{mn} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \\ &= \frac{1}{2 \sum_{\substack{p \neq 0, q \neq 1, \\ p \neq m, q \neq n}} \mathbf{f}_{pq}^2 \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right)} f_{mn} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \\ & \quad \times \left[1 - \sqrt{1 - 4 \sum_{\substack{p \neq 0, q \neq 1, \\ p \neq m, q \neq n}} \mathbf{f}_{pq}^2 \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right)} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

因此就可以分别重建基模和高阶模的二次傅里叶变换强度分布,

$$\begin{aligned} & \mathbf{I}_{01,F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) = \mathbf{I}_{\text{total},F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \\ & \quad \times \frac{1}{1 + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \mathbf{B}_{mn}^2 \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right)}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \mathbf{I}_{mn,F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) = \mathbf{I}_{\text{total},F^2} \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right) \\ & \quad \times \frac{\mathbf{B}_{mn}^2 \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right)}{1 + \sum_{p \neq 0, q \neq 1} \mathbf{B}_{pq}^2 \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f} \right)}, \end{aligned} \quad (12)$$

其中, $I_{\text{total},F^2}(x, y)$ 为给定点 (x, y) 的光谱强度积分值. 从上式可以看出, 对于从光纤端面输出的激光来说, 由于光纤芯径尺寸很小, 在微米量级, 输出光场傅里叶频谱比较宽, 且当透镜的焦距较大时, 在频谱面的光斑尺寸也较大, 而光谱探测又是采用单模光纤, 空间分辨率和精度可以很高. 这给实际应用中高功率光纤激光模式的测量带来了方便, 不需要像 S^2 法那样对测量系统的移动精度提出很高的要求 (nm 移动精度) 且必须进行功率衰减.

进一步可得到各个模式占光纤输出光场的功率比 P_{01} 和 P_{mn} 为

$$P_{01} = \frac{\sum I_{01,F^2}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right)}{\sum I_{\text{total},F^2}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right)}, \quad (13)$$

$$P_{mn} = \frac{\sum I_{mn,F^2}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right)}{\sum I_{\text{total},F^2}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right)}. \quad (14)$$

这样我们就可以得到基模和高阶模相对总光场的功率比以及强度分布. 需要指出的是, (8) 式中的第三项代表高阶模之间的干涉, 这样导致了傅里叶变换中在时延 $|\Delta\tau_{mn} - \Delta\tau_{pq}|$ 处会增加一个尖

峰, 它们的比值 $f_{mn,pq}$ 定义为

$$\begin{aligned} f_{mn,pq} & \left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right) \\ & = \frac{I_{F^2}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau = \Delta\tau_{mn} - \Delta\tau_{pq}\right)}{I_{F^2}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}, \tau = 0\right)} \\ & = \frac{B_{mn}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right) B_{pq}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right)}{1 + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} B_{mn}^2\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right)}. \end{aligned} \quad (15)$$

如果高阶模相对基模较弱, 可以忽略高阶模之间的干涉,

$$f_{mn,pq}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right) \approx 0. \quad (16)$$

(9) 和 (15) 式可以写成如下形式:

$$f_{mn}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right) = \frac{B_{mn}\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right)}{1 + B_{mn}^2\left(\frac{x'}{\lambda f}, \frac{y'}{\lambda f}\right)}. \quad (17)$$

在考虑高阶模干涉的情况下, 我们会在频谱干涉强度逆傅里叶变换图上看到高阶模与基模之间干涉得到的尖峰和高阶模之间干涉得到的小尖峰.

多个 LP_{mn} 模式在空间傅里叶变换前后的光强分布如图 2 所示.

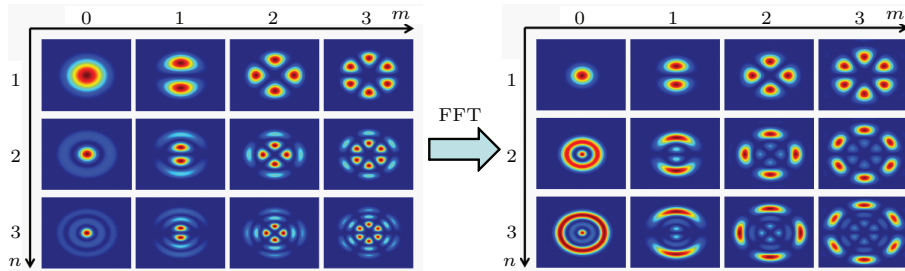


图 2 (网刊彩色) LP_{mn} 模式在空间傅里叶变换前后的模式花样

Fig. 2. (color online) Patterns of the LP_{mn} mode before and after the spatial Fourier transform.

从图 2 可以看出, LP_{m1} 模在傅里叶变换前后几乎没有差别, 但是其他模式的能量分布就有了明显的变化, 傅里叶变换前的模式能量主要集中在光斑中心附近, 周围能量很小, 而傅里叶变换后的能量更多地散布在四周, 使我们更加容易分辨出模式.

设光源中心波长为 $1.07 \mu\text{m}$, 谱宽 10 nm , 待测双包层光纤纤芯直径为 $20 \mu\text{m}$, 折射率为 1.4675 ,

内包层折射率为 1.4651 , 光纤长度为 10 m . 计算可得归一化频率 V 为 4.9246 , 因此光纤中只有如下四种模式传播: LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} 和 LP_{02} , 虽然高阶模的成分的很小, 为了精确计算, 我们考虑了高阶模之间的干涉, 结果如图 3 所示.

从图 3 可以看出, 在相对群时延差为 $\tau_0, \tau_1, \tau_2, \tau_3$ 处有四个尖峰, 分别对应于 LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} 和 LP_{02} 模. 它们的强度分别占总光强的 94.35% ,

3.53%, 0.67%, 0.43%. 其前面的三个较小的尖峰是高阶模之间的干涉, 对模式分解没有影响. 我们以基模为标准, 它的群时延为0. 光束经过单透镜的群时延和双透镜的群时延没有差别, 只是在相对强度有微小差别, 但是这并不影响我们对模式的分解.

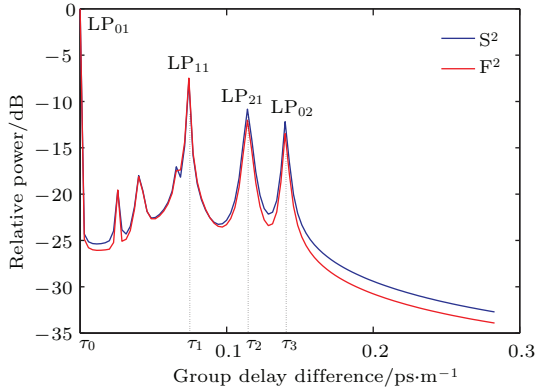


图3 (网刊彩色) F^2 法和 S^2 法测得的群时延曲线
Fig. 3. (color online) Group delay curves obtained by F^2 and S^2 methods.

作为实验验证, 我们用宽谱光源作为激光光源; 偏振片为格兰棱镜, 波长范围220—2500 nm; 将其与一型号为AQ6370C、分辨率为0.02 nm、可探测波段为600—1700 nm的光谱分析仪相耦合; 光纤探针的探测端固定在型号为GCD-402050M的电控平移台上; 使用型号为GCD-0301M的步进电机控制器来控制平移台. 我们选取一段长度为3 m、纤芯直径为31.23 μm 、内包层直径为125 μm 的多模光纤, 通过对光纤的局部点加压、扭曲^[21]激发高阶模式. 采用 F^2 法测得的模式花样如表1所示. 相比于 S^2 的两个透镜来聚焦光束, F^2 只需一个透镜来准直光束即可进行测量, 因此耦合到光谱仪的能量相对较低, 在测量大功率光束的时候不需要加入额外的衰减装置, 从而简化了实验装置.

由表1模式花样来判断, 和图2中模拟出的一些模式花样相同, 因此我们测量出了 LP_{01} , LP_{02} , LP_{03} , LP_{21} , LP_{11} , LP_{11} , LP_{13} 和 LP_{14} 模, 从而证明了实验方法的准确性.

表1 (网刊彩色) F^2 法测得的光纤模式花样
Table 1. (color online) Measured patterns by F^2 method.

模式	LP_{01}	LP_{02}	LP_{03}	LP_{21}
模式花样				
模式	LP_{11}	LP_{12}	LP_{13}	LP_{14}
模式花样				

4 结 论

本文提出了基于空间域和频率域傅里叶变换 F^2 的光纤模式测量方法, 理论分析了高阶模式的与基模经过空间域和频率域双傅里叶变换后的干涉, 以及高阶模式之间的干涉, 与 S^2 法做了对比分析. 搭建了实验装置验证了该方法的有效性. 结果表明, 本文提出的 F^2 方法与 S^2 法相比测量更为简单, 侧重于对模式成分的测量, 大大降低了对测量装置移动精度的要求, 适合于高功率光纤激光模式的测量, 有极佳的使用前景.

参考文献

- [1] Liao S Y, Gong M L 2011 *Infrar Laser Eng.* **40** 455 (in Chinese) [廖素英, 巩马理 2011 红外与激光工程 **40** 455]
- [2] Gao L Z 2011 *Opt. Commun. Technol.* **9** 22 (in Chinese) [高林柱 2011 光通信技术 **9** 22]
- [3] Jauregui C, Limpert J, Tünnermann A 2013 *Nat. Photon.* **7** 861
- [4] Berdagué S, Facq P 1982 *Appl. Opt.* **21** 1950
- [5] Xu M N, Zhou G Y, Chen C, Hou S Y, Xia C M, Zhou G, Liu H Z, Liu J T, Zhang W 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 234206 (in Chinese) [徐闵喃, 周桂耀, 陈成, 侯峙云, 夏长明, 周概, 刘宏展, 刘建涛, 张卫 2015 物理学报 **64** 234206]
- [6] Sakuma H, Okamoto A, Shibukawa A, Goto Y, Tomita A 2016 *SPIE OPTO* Pasadena, CA, February 13–18, 2016 p9774

- [7] Siegman A E 1993 *SPIE OPTO* Stanford, California, February 11–16, 1993 p1868
- [8] Yoda H, Polynkin P, Mansuripur M 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 1350
- [9] Wielandy S 2007 *Opt. Express* **15** 15402
- [10] Poole C D, Wiesenfeld J M, Digiovanni D J, Vengsarkar A M 1994 *J. Lightwave Technol.* **12** 1746
- [11] Posey R, Phillips L, Diggs D, Sharma A 1996 *Opt. Lett.* **21** 1357
- [12] Ramachandran S, Wang Z, Yan M 2002 *Opt. Lett.* **27** 698
- [13] Szczepanek P S, Berthold J W 1978 *Appl. Opt.* **17** 3245
- [14] Schimpf D, Barankov R, Ramachandran S 2011 *Opt. Express* **19** 13008
- [15] Flamm D, Naidoo D, Schulze C, Forbes A, Duparré M 2012 *Opt. Lett.* **37** 2478
- [16] Ma Y, Sych Y, Onishchukov G, Ramachandran S, Peschel U, Schmauss B, Leuchs G 2009 *Appl. Phys. B* **96** 345
- [17] Nicholson J, Yablon A, Ramachandran S, Ghalmi S 2008 *Opt. Express* **16** 7233
- [18] Soldano L B, Pennings E 1995 *J. Lightwave Technol.* **13** 615
- [19] Wang B, Zhang W, Bai Z, Zhang L, Yan T, Chen L, Zhou Q 2016 *Photonics Technol. Lett.* **28** 71
- [20] Hu L L, Feng G Y, Dong Z L 2015 *Infrar Laser Eng.* **44** 2517 (in Chinese) [胡丽荔, 冯国英, 董哲良 2015 红外与激光工程 **44** 2517]
- [21] Zheng X J, Ren G B, Huang L, Zheng H L 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 064208 (in Chinese) [郑兴娟, 任国斌, 黄琳, 郑鹤玲 2016 物理学报 **65** 064208]

Fiber modal content analysis based on spatial and spectral Fourier transform*

Zhang Shu-Lin¹⁾²⁾ Feng Guo-Ying^{1)†} Zhou Shou-Huan²⁾

1) (*Institute of Laser and Micro/Nano Engineering, College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

2) (*North China Research Institute of Electro-optics, Beijing 100015, China*)

(Received 1 March 2016; revised manuscript received 27 May 2016)

Abstract

As is well known, a typical measure of the quality of an optical beam is the M^2 parameter, but characterizing the beam quality only by M^2 is insufficient. A low value of M^2 is generally considered to be equivalent to the single-mode operation with a stable beam. However, even when a large amount of power is contained in high-order modes, the existence of a low value of M^2 is still possible. Hence, a low value of M^2 does not guarantee the single-mode operation. Therefore, a new measurement technique, which aims at measuring modal content of high power fiber laser, is proposed and demonstrated in this paper. This method is named spatial and spectral Fourier transform, or F^2 transform in short, and it is based on measuring Fourier transform of both spatial domain and spectral domain of output laser. The experimental set is simple in structure and high in robustness. Another advantage of the method is that it requires no prior detailed knowledge of the fiber properties. In this paper, the patterns of the high-order modes between and after Fourier transform are simulated. From the graph it is evident that the energy of spot diffuses outward and is convenient to measure. We also simulate and compare the group delay difference curve of F^2 with existing S^2 , which are well matched with each other. Experimentally, the high-order modes are stimulated by extruding the fiber periodically, which ensures that we can measure it. Firstly, by scanning two-dimensional (2D) pattern of beam after spatial domain Fourier transform and recording the experimental data, and then through the Fourier transform of data in spectral domain, the group delay differences between the high-order modes and the fundamental mode can be obtained. Finally, different modes in spatial domain are reconstructed and the relative power of every mode is calculated. Additionally, we set up an automatic measuring device to verify the effectiveness of the method. The reconstructed modal patterns are presented in the final section of this paper. We can clearly identify the fundamental mode and the high-order modes, such as LP_{01} , LP_{02} , LP_{03} , LP_{21} , LP_{11} , LP_{12} , LP_{13} and LP_{14} . It reconfirms that this method is feasible. Compared with the S^2 method, this method reduces the requirement for precision of mobile platform greatly and thus it is suited to measure the modal content of high power fiber laser output beam. This technique can be effectively applied to a wide variety of measurements, such as dispersion compensator of large-mode-area fiber, bend loss measurement of the high-order modes, refractive index profiles measurement of fiber and mode convertor fiber.

Keywords: fiber modes, F^2 method based on spatial and spectral Fourier transform, group delay difference, spectral interference

PACS: 42.25.Hz, 42.81.-i

DOI: 10.7498/aps.65.154202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11574221).

† Corresponding author. E-mail: guoing_feng@scu.edu.cn