

非均匀微结构光纤中双折射现象的研究*

胡明列 王清月 栗岩峰 倪晓昌 张志刚 王 专 柴 路

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

侯蓝田 李曙光 周桂耀

(燕山大学红外光纤与传感研究所, 秦皇岛 066004)

(2003 年 11 月 21 日收到, 2004 年 7 月 1 日收到修改稿)

报道了利用飞秒脉冲激光与非均匀微结构光纤相互作用中产生超连续光谱后在非均匀微结构光纤传输中双折射拍频现象的研究. 利用 35 fs 的飞秒激光脉冲在高双折射微结构光纤中的传输过程中直接观察到了拍频现象. 并利用有限元方法对该光纤进行了模拟计算分析, 计算得出在 600 nm 处拍频长度为毫米量级. 所得结果与实验一致.

关键词: 双折射效应, 微结构光纤, 超连续光谱, 有限元法

PACC: 4270Q, 4280W, 3320K, 0365G

1. 引 言

普通光纤由两种不同折射率的物质构成, 纤芯的折射率高于包层的折射率, 通过全内反射将光束约束在折射率高的纤芯中, 使得光束沿着光纤轴向传播. 由于普通光纤为圆对称结构, 因而是各向同性的, 不能很好地保证传输光束的偏振态. 通过设计改进, 在这些光纤中引入双折射机制, 使微小的、随机的双折射起伏不会严重影响光的偏振. 这类保偏光纤通常以其横断面的形状特征而称之为“熊猫”光纤或“领结”光纤.

微结构光纤(microstructure fiber)^[1], 也可以称作光子晶体光纤(photonic crystal fiber)或多孔光纤(holey fiber), 是由单一物质构成, 由其包层中周期结构的空气孔形成的禁带将光束局域在纤芯. 这可以视为利用二维光子晶体的晶格缺陷来约束光束的传播方向. 这种结构的光纤在构成高双折射方面很有优势. 利用结构上的改变就能形成很大的折射率差, 从而获得很强的双折射效应. 与以往报道的微结构光纤中的双折射效应^[2-5]不同的是, 我们这里研究的是具有不完全光子带隙的非均匀微结构光纤中的双折射性质. 由于构成的空气孔排布不对称性, 不同

偏振态激发的模式具有不同的有效折射率, 并使微结构光纤的很多特性都发生了改变.

2. 实验装置

实验中所用的飞秒脉冲激光器是具有高输出平均功率的飞秒激光振荡器. 由于使用了本实验室设计的半导体可饱和吸收镜, 因此该激光器可以自启动锁模, 具有很高的工作稳定性. 输出的最高平均功率可达到 1.7 W^[6,7]. 输出脉冲宽度为 35 fs, 谱宽为 24 nm, 中心波长为 790 nm. 耦合系统见图 1, 使用了 40 倍的耦合透镜, 将飞秒激光脉冲耦合至光纤输入端, 并采用 CCD 监视仪和功率计监控耦合输入和输

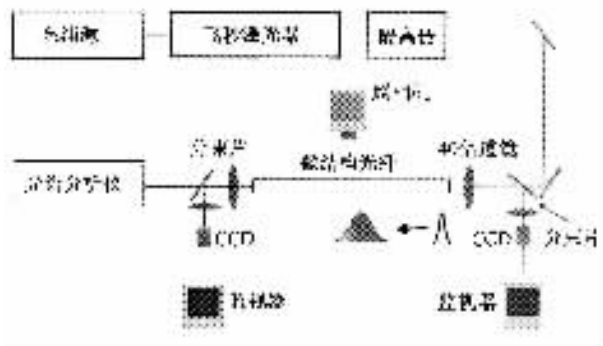


图 1 实验装置示意图

* 国家重点基础研究专项基金(批准号:G1999075201, 2003CB314904), 国家自然科学基金(批准号:60278003)和国家高技术研究发展计划(批准号:2003AA311010)资助的课题.

出的情况. 实验中脉冲的平均功率为 600 mW, 脉冲重复频率为 840 MHz, 单脉冲能量为 7 nJ, 使用的非均匀微结构光纤的长度为 60 cm, 外径为 500 μm , 其端面结构见图 2(a), 包层空气比(这里空气比定义为单位面积内的空气面积比例)超过 60%, 且耦合

处的纤芯具有明显的不对称性, 长轴方向为 4.2 μm , 短轴方向为 2.4 μm , 见图 2(b). 使用监视仪从光纤的侧面得到了超连续光在非均匀微结构光纤中传输过程中由于双折射效应引起的两种偏振态的拍频现象.

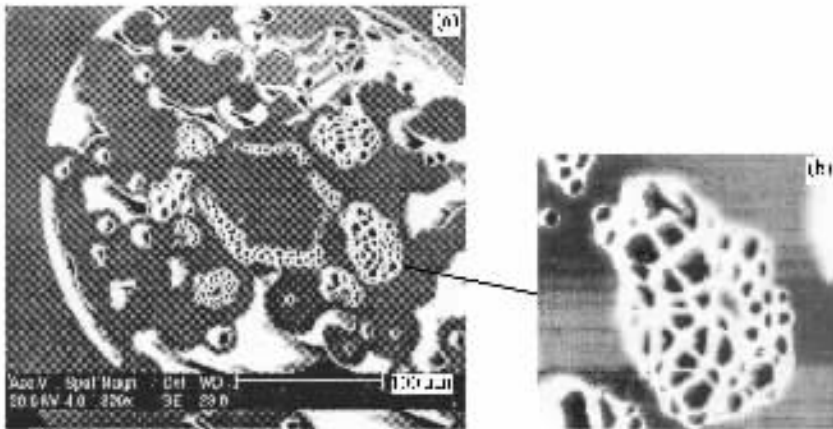


图 2 实验中所使用光纤端面的电子扫描显微镜 (a)为光纤全图 (b)为耦合处纤芯的局部放大图

3. 实验结果及分析

实验中发现超连续光谱产生^[8,9]和传输过程中, 由于这种光纤强烈的双折射效应以及结构上的非周期性形成的不完全光子带隙, 在光纤的纵向上呈现出了明显的拍频现象, 如图 3 所示. 而且还发现不同角度入射的飞秒激光脉冲产生的超连续白光在传输过程中泄露光的波长并不一样, 这是由于耦合的角度不同, 其光子带隙也跟着发生改变. 通常使用保偏光纤时, 在线偏振光进入光纤以前, 需要鉴别光纤的快慢轴, 若入射光的偏振方向与光纤的快轴或慢轴一致, 则光在传输过程中其偏振态保持不变. 若入射光的偏振轴和快慢轴成一夹角, 则在传输过程

中它将以给出偏振拍长为周期, 连续地周期性地改变其偏振态. 其偏振态在半拍长范围内从线偏振 \rightarrow 椭圆偏振 \rightarrow 圆偏振 \rightarrow 椭圆偏振 \rightarrow 与入射偏光差 90° 的线偏振, 另一半拍长重复这一过程. 这样, 在 $z = L_B$ 和它的整数倍处恢复其初始偏振态. 对 $B \approx 10^{-4}$ 的高双折射光纤, 其偏振拍长约为 1 cm. 因此, 实验中在光纤耦合之前加入半波片, 用以控制输入光的偏振态. 当初始光的偏振态发生改变, 光纤泄露出的光波长也随着改变. 纵向上的亮点有增加和减少, 位置却没有发生改变. 如果是光纤纵向上的不均匀导致的亮点(如纤芯断点、杂质等), 那么就会对所有光波散射, 而不像实验中观察到的各种波段的彩光准周期性地从光纤侧面泄露出来.

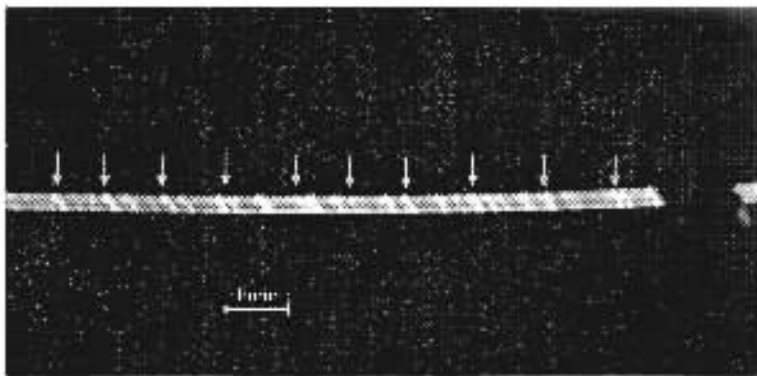


图 3 超连续光传输时, 在非均匀微结构光纤中出现的拍频现象(箭头所指为同一色光泄露处)

从这一现象中不仅能定性了解到所使用的微

结构光纤在纵向上的均匀度, 同时也能获得其双折

射度的信息.据我们所知,这是首次在微结构光纤中直接观察到拍频现象.特别值得提出的是,英国 Bath 大学的 Russell 研究小组为在具有高双折射特性的微结构光纤中直接观察到拍频现象做了很多工作,但是始终没有观察到拍频现象^[4],并把原因归结为微结构光纤中包层空气孔的存在阻碍了这种现象的出现.与 Russell 研究小组不同之处,我们利用飞秒脉冲激光与这种光纤中相互作用产生的超连续光谱,而他们使用的是可调谐的半导体激光器,其功率和调谐范围都受到极大的限制.可见是飞秒脉冲激光与微结构光纤相互作用的强烈非线性效应使得这一隐藏的现象浮出水面.

4. 理论模拟

对于如波动方程一类的偏微分方程,有限元法将其表征的连续函数所在的封闭场划分成有限个小区域,每个小区域用一个待定的近似函数来代替,于是整个场域的函数被离散化,由此获得一组近似的代数方程并联立求解,以获得该场域中函数的近似数值.通常对于二维问题,这些小区域为三角形,这是由于三角形具有较大的自由度进行拼接,所以场域的划分比较方便,特别是对不规则边界形状的处理也很方便.利用这种方法对微结构光纤进行剖分数值计算能够迅速准确地获得其二维模场分布和传播常数,而且在处理非均匀微结构光纤方面很有优势.由于微结构光纤横截面上不同部分的折射率不同,并且在界面上发生突变,因此矢量波动方程

$$(\nabla^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2) \mathbf{E} = -(\nabla - j\beta z) \chi(\mathbf{E} \nabla \ln n^2) \quad (1)$$

可以写成对折射率不同的空气或者介质部分的齐次方程,

$$(\nabla_i^2 + k_0^2 n_i^2 - \beta^2) \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

式中下标 i 为区域编号,其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为真空中的波数, $n(x, y)$ 为二维横界面上折射率分布, β 为传播常数.在这一过程中,折射率的突变并不直接在波动方程中反映出来,从而给方程求解带来了方便.在光纤的外径以外,场分布在无穷远处趋于零,即场分布函数值及其一阶导数值为零.所以将计算窗口取得足够大时,可用最为简单的 Dirichlet 边界条件和 Neumann 边界条件,结果证明这种设定是能满足计算精度的^[10,11].这里使用了 Galerkin 方法对方程(2)进行离散化,且在 Dirichlet 边界条件或 Neumann 边界条件下,最终得到以下可联立求解的本征值矩阵

方程:

$$([A] - \lambda[B])\{\epsilon\} = 0. \quad (3)$$

当模折射率 n 满足

$$n_{co} > n_{eff} = \frac{\beta_{eff}}{k_0} > n_{cl}$$

时,相对应的模式才可能被激发.但是对于微结构光纤而言,并不存在包层折射率 n_{cl} ,这就在使用有限元法求解微结构光纤的有效传播常数(β_{eff})及有效模折射率(n_{eff})时出现了问题.因为有限元法存在一个缺陷,它能够将所有满足(2)式的一系列分立数学解全部求出,而其中有些解是没有物理意义的,亦即在这些解对应的模式是不可能被激发的.这就要求找到一种办法来对解的范围进行限制,这里引入包层有效折射率(n_{cl-eff})的概念达到了这个目的.包层有效折射率(n_{cl-eff})指的是在没有纤芯情况下无限光子晶体包层的折射率数值,这个值同样可以通过有限元法得到.这样,就有了合理解区域的判断方法

$$n_{co} > n_{eff} = \frac{\beta_{eff}}{k_0} > n_{cl-eff}.$$

当 n_{co} , λ , 孔距 Λ , 孔径 D 均为已知时,在如图 2 所示的微结构光纤横截面上应用有限元法可以求得有效传播常数(β_{eff})和有效模折射率(n_{eff})的一系列数值解.同样,在无限光子晶体包层结构上应用有限元法,可以得到包层有效折射率 n_{cl-eff} (取所得分立解中的最大值).再通过以上判断式,可以知道哪些有效传播常数 β_{eff} 对应的模式能够激发,下面的计算结果表明这种方法是可靠的.而对于非圆非均匀的微结构光纤,在利用上述方法齐次波动方程得到模场和传输常数后,通过微扰法引入非齐次项,传输常数便得到一个修正量,从而分别得出 x 和 y 方向的有效折射率.

针对实验中使用的非均匀微结构光纤建立了相应的模型,如图 4 所示.为了便于计算,图 4 中所有空气孔都用圆形或椭圆形表示,它们的中心即为原来不规则孔的中心,保证纤芯在长短轴上的长度和包层空气比一致.通过上述有限元方法模拟光纤中光场的分布,并求出了两种相互垂直的偏振态下的有效折射率.

对两种相互垂直的偏振态,计算得到的模场分布见图 4.

图 5 为两种偏振态下的有效折射率曲线.由图 5 可见,越往长波方向折射率差越大.在数学上,模传输常数 β 对于 x, y 方向偏振模稍有不同,光纤的

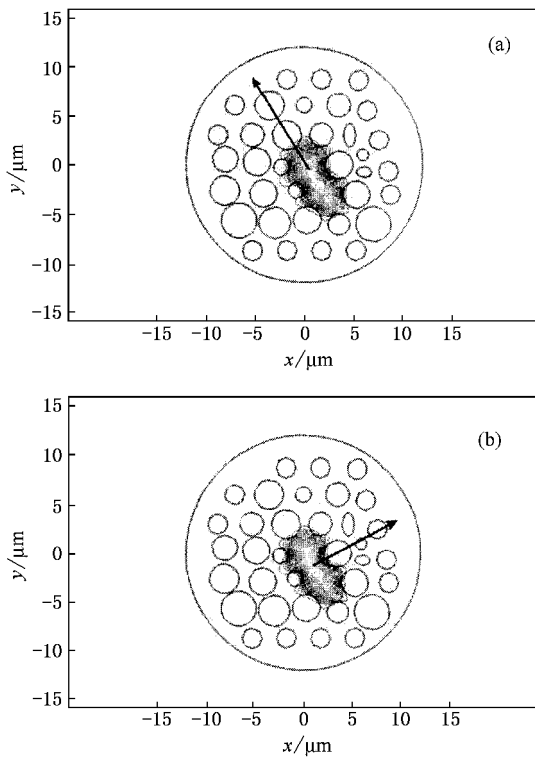


图4 相互垂直的偏振态下的模场 (a)为平行于长轴方向, (b)为平行于短轴方向

这个性质称为模式双折射. 模式双折射程度 B 定义如下:

$$B = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = n_x - n_y, \quad (4)$$

式中 n_x, n_y 是两正交偏振态的有效折射率. (4) 式表明, 对一给定的 B 值, 两模式在光纤内传输时功率作周期性交换, 此周期定义为

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B}, \quad (5)$$

式中 L_B 就是通常所谓的偏振拍长. 有效模折射率较小的轴称为快轴, 在此轴上光传输的速度较大. 同

理, 有效模折射率较大的轴称为慢轴. 从上述理论模拟我们得到, 在可见光波段相互垂直的偏振态的有效折射率差为 $(0.5-7) \times 10^{-3}$ 量级, 利用 (5) 式可以算出的拍频长度为毫米量级, 与实验中观测到的现象比较符合. 图 3 中给出的拍频长度并不相等, 这是由于受到拉制工艺的限制. 我们拉制的光纤纵向上结构一致性不是很好, 使得各处的双折射率有微小差异.

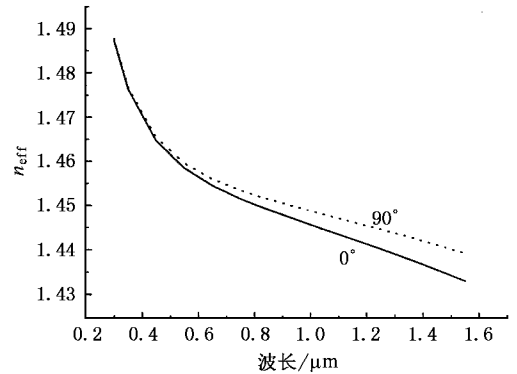


图5 两种偏振方向下的有效折射率曲线

5. 结 论

利用 35 fs 的飞秒脉冲激光与微结构光纤相互作用, 在光纤的前部首先产生了超连续光谱, 当这种超连续光在微结构光纤中传输时, 在高双折射微结构光纤中直接观察到双折射拍频现象. 这种方法比起文献 [4] 利用可调谐半导体激光器扫描的间接方法来测量微结构光纤的双折射性质, 要直接和方便得多. 理论分析也说明了这种方法的正确性. 微结构光纤能够简单地通过改变其包层和纤芯结构来获得不同的双折射效应, 这一点使其在很多领域都有很大的研究价值和应用前景.

[1] Knight J C, Birks T A, Russell P S J *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547

[2] Kerbage C, Steinvurzel P, Hale A *et al* 2002 *Electr. Lett.* **38** 310

[3] Millot G, Sauter A, Dudley J M *et al* 2002 *Opt. Lett.* **27** 695

[4] Ortigosa-Blanch A, Knight J C, Wadsworth W J *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 1325

[5] Kerbage C, Steinvurzel P, Reyes P *et al* 2002 *Opt. Lett.* **27** 842

[6] Sun J H, Zhang R B, Hu Y F *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1272 (in Chinese) [孙敬华、章若冰、胡有方等 2002 物理学报 **51** 1272]

[7] Zhang R B, Wang Q Y, Bian Z P *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 756 (in Chinese) [章若冰、王清月、边自鹏等 2000 物理学报 **49** 756]

[8] Hu M L, Wang Q Y, Li Y F *et al* 2004 *Chin. J. Lasers* **5** 567 (in Chinese) [胡明列、王清月、栗岩峰等 2004 中国激光 **5** 567]

- [9] Li S G , Ji Y L , Zhou G Y *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 478 [in Chinese] 李曙光、冀玉领、周桂耀等 2004 物理学报 **53** 478] [10] Koshiba M 2002 *IEICE Trans. Electron.* **85** 881 [11] Koshiba M , Saitoh K 2003 *App. Opt.* **42** 6267

Birefringence phenomena in a random distributed microstructure fiber^{*}

Hu Ming-Lie Wang Qing-Yue Li Yan-Feng Ni Xiao-Chang Zhang Zhi-Gang Wang Zhuan Chai Lu
(*College of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering , Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science of Ministry of Education , Tianjin University , Tianjin 300072 , China*)

Hou Lan-Tian Li Shu-Guang Zhou Gui-Yao
(*Institute of Infrared Fiber and Sensor , Yanshan University , Qinhuangdao 066004*)
(Received 21 November 2003 ; revised manuscript received 1 July 2004)

Abstract

A random distributed microstructure fiber in which strong asymmetry was introduced around a pure-silica core was reported. Femtosecond laser pulses with duration of 35 fs from a Ti:sapphire laser oscillator were coupled into this fiber, and then periodic color rings were observed from the side of the fiber when the supercontinuum light propagated along the fiber. We attributed this phenomenon to the polarization beating of the supercontinuum light in this highly birefringent microstructure fiber. Measurement showed that the fiber had a beat length of approximately 1 mm at a central wavelength of 600 nm, which is in good agreement with the result of calculation. A new method is proposed to measure the beat length directly in a highly birefringent microstructure fiber.

Keywords : birefringence , microstructure fibers , supercontinuum , finite element method

PACC : 4270Q , 4280W , 3320K , 0365G

^{*} Project supported by the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China(Grant Nos. G1999075201 , 2003CB314904) , the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 60278003) , and the National High Technology Development Program of China(Grant No. 2003AA311010).