

相位掩模板干涉场及其对光纤光栅损耗的影响

王迪^{1,2**}, 李璇¹, 皮浩洋¹, 杨飞^{1*}, 叶青¹, 蔡海文^{1***}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所上海市全固态激光器与应用技术重点实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 理论分析了紫外准分子激光相位掩模法刻写光纤布拉格光栅时相位掩模板干涉场的形式以及对比度特征, 并结合干涉光场对比度与光纤光栅折射率调制度的关系, 通过实验证明了随着光纤与相位掩模板距离的增加, 相位掩模板形成的干涉光场对比度会越来越低, 这种对比度的降低导致了光纤布拉格光栅损耗的增加。进一步的分析显示: 非 ± 1 级衍射能量的增加、紫外光束斜入射角度增加、紫外激光时空相干性的恶化等因素也会导致干涉场对比度降低, 因此实验上要尽量避免这些不利因素的影响。该研究结果对高功率 FBG 刻写装置的光源、相位掩模板的选择以及光路调试等具有重要的指导意义。

关键词 光纤光学; 光纤布拉格光栅; 相位掩模板; 干涉光场

中图分类号 TN253

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0806002

Interference Field Behind Phase Mask and Its Influence on the Loss Characteristic in Fiber Bragg Gratings

Wang Di^{1,2**}, Li Xuan¹, Pi Haoyang¹, Yang Fei^{1*}, Ye Qing¹, Cai Haiwen^{1***}

¹Shanghai Key Laboratory of All Solid-State Laser and Applied Techniques, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract The ultraviolet interference field behind the phase mask for fabricating fiber Bragg grating (FBG) and the interference contrast are studied. The relationship between the interference contrast of light field and the refractive index modulation of FBG is taken into account in this paper. The experimental results show that increasing the distance between the optical fiber and the phase mask makes the interference contrast decrease. The reduction of interference contrast leads to an increase of loss in FBG. The numerical investigations also demonstrate that the increase of non ± 1 order diffraction energy, the deterioration of the time and the spatial coherence of ultraviolet (UV) laser and the increase of oblique incident angle of UV light beam could reduce the interference field contrast. In order to fabricate low-loss fiber gratings, these unfavorable factors must be overcome. The results provide the technical basis for the selection of ultraviolet laser source, phase mask and optical path alignment in the FBG fabrication used in high power fiber lasers.

Key words fiber optics; fiber Bragg grating; phase mask; interference field

OCIS codes 060.2340; 060.3735; 050.1970

1 引 言

光纤布拉格光栅(FBG)因其使用灵活、成本较低、易于选频等优点,成为目前全光纤高功率光纤激光器的核心器件之一^[1-4]。但是用于高功率激光器的FBG的耐受激光功率与长期可靠性受制于它的光热效应^[5]。文献[6-7]中证实吸收损耗是光纤光

栅的光热效应的重要来源之一,是限制高功率激光器中FBG耐受功率的一个重要因素。笔者为了刻写低损耗的FBG,分析了紫外激光相位掩模法刻写FBG时的损耗增长情况,发现FBG的损耗随着光纤与掩模板距离 D 的增加而增加^[8],但是对于其成因并没有进行详细分析。本文通过对相位掩模板干涉场形式以及对比度的理论分析和实验测量,分析

收稿日期: 2018-01-30; 修回日期: 2018-02-28; 录用日期: 2018-03-28

基金项目: 国家自然科学基金(61405212, 61377062, 61405218, 61775225)

* E-mail: fyang@siom.ac.cn; ** E-mail: wendywang@siom.ac.cn; *** E-mail: hwcai@siom.ac.cn

了影响光场对比度的几个因素,指出了相位掩模板后的光场对比度是影响光纤光栅损耗的一个重要因素,为高功率 FBG 刻写装置中的紫外光源和相位掩模板的选择以及光路调试提供了重要的理论指导。

2 相位掩模板的干涉场理论

首先分析相位掩模板后的干涉光场。相位掩模板实质上是一种特殊的相位光栅。实验中所用的相位掩模板的占空比为 0.5,紫外光束沿着光栅刻写方向透过率不变,但相位受到均匀周期性调制。考虑图 1 所示的情况,相位掩模板的光栅波矢 \mathbf{G} ($G=2\pi/\Lambda$ 表示光栅波矢的大小,其中 Λ 是相位掩模板的周期)与 x 轴平行,紫外激光的波矢为 \mathbf{k}_{uv} ,那么相位掩模板后第 m 级次衍射光的波矢 \mathbf{k}_m 满足以下关系^[9]

$$(\mathbf{k}_m - \mathbf{k}_{uv} - m\mathbf{G}) \times \hat{\mathbf{z}} = \mathbf{0}, |\mathbf{k}_{uv}| = |\mathbf{k}_m|, \quad (1)$$

式中: $\hat{\mathbf{z}}$ 为 z 方向的单位矢量。

假设紫外激光正入射相位掩模板,即 $\mathbf{k}_{uv} = (0, k_{uv})$,那么各级衍射光的波矢可以直接表示为

$$\mathbf{k}_m = (k_x^m, k_z^m) = (mG, \sqrt{k_{uv}^2 - (mG)^2}). \quad (2)$$

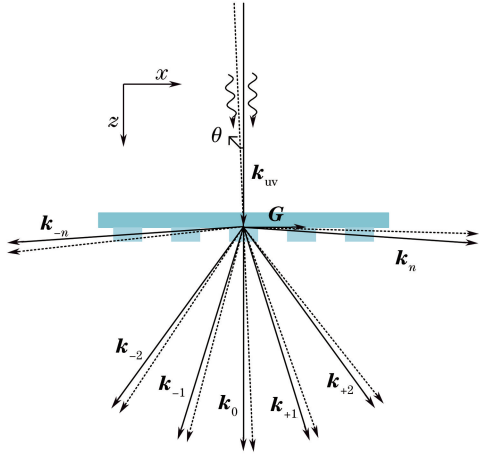


图 1 入射激光和衍射光波矢示意图

Fig. 1 Wave vectors of incident and diffracted beams

在相位掩模板后,各级衍射光之间会发生干涉,形成的光场可表示为

$$E(x, z) = \sum_{m=-N}^N \sqrt{I_m} \exp(ik_x^m x) \exp(ik_z^m z), \quad (3)$$

式中: N 为最大衍射级次; I_m 为第 m 级次衍射光的光强。

光强分布为

$$I(x, z) = I_0 + \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^N 4\sqrt{I_n I_m} \exp[i(n-m)Gx] \times \exp[i(k_z^n - k_z^m)z]. \quad (4)$$

为了分析光强的空间频谱信息,假设光栅长度为 l 对

(4)式沿着 x 轴进行傅里叶变换,得到其空间频谱为

$$F(g, z) = \sum_{n=-N} \sum_{m=-N} \sqrt{I_n I_m} \text{sinc}\{[g - (n - m)G]l/(2\pi)\} \cos[(k_z^n - k_z^m)z], \quad (5)$$

式中: sinc 函数为归一化的辛格函数; $(n-m)G$ 为 m 级与 n 级衍射光干涉后形成的干涉条纹在 x 轴方向的空间频率; g 为代表空间频率的未知量。

紫外光束一般都具有一定的发散角,当光束具有一定发散角 $\Delta\theta$ 时,其空间相干长度不再是无穷大。因此,分析有限的空间相干性对干涉场的影响。当光束以 θ 角度斜入射到相位掩模板时,即波矢为 $\mathbf{k}_{uv} = (k_{uv} \cos \theta, k_{uv} \sin \theta)$,根据(1)式,可以得到此时各级衍射光的波矢与正入射时各级衍射光波矢满足关系

$$\mathbf{k}_m'' = (k_x''^m, k_z''^m) \approx \left(k_x^m - k_{uv} \sin \theta, k_z^m + \frac{mGk_{uv}\theta}{k_z^m} \right). \quad (6)$$

当 $\Delta\theta$ 内光强呈高斯分布,紫外光束沿着角向的分布函数为

$$f(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta\theta} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta}{\Delta\theta}\right)^2\right],$$

入射角为 θ 时,激光对应的衍射光形成的干涉光场振幅为

$$dE_\theta(x, z) = \sum_{m=-N} \sqrt{I_m f(\theta)} \exp(ik_x''^m x) \exp(ik_z''^m z) d\theta. \quad (7)$$

因为不同角度的光波是不相干的,衍射光叠加为强度叠加。因此总强度为

$$I(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-N} \sqrt{I_n f(\theta)} \exp(ik_x''^n x) \exp(ik_z''^n z) \times \sum_{m=-N} \sqrt{I_m f(\theta)} \exp(-ik_x''^m z) \exp(-ik_z''^m z) d\theta = \sum_{n=-N} \times \sum_{m=-N} \sqrt{I_n I_m} \exp[i(n-m)Gx] \exp[i(k_z^n - k_z^m)z] \times \exp\left\{-\frac{1}{2} [k_{uv} z (\tan \psi_n - \tan \psi_m) \Delta\theta]^2\right\}, \quad (8)$$

式中: $\tan \psi_m = \frac{mG}{k_z^m}$, ψ_m 是 m 级衍射光的衍射角度。

对(8)式进行傅里叶变换得到其空间频谱为

$$F(g, z) = \sum_{n=-N} \sum_{m=-N} \sqrt{I_n I_m} \times \text{sinc}\{[g - (n - m)G]l/(2\pi)\} \cos[(k_z^n - k_z^m)z] \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2} [k_{uv} z (\tan \psi_n - \tan \psi_m) \Delta\theta]^2\right\}. \quad (9)$$

3 数值模拟与实验结果分析

3.1 干涉光场的 Talbot 效应和对比度

对于一个周期为 Λ 的理想相位掩模板,若 0 级衍射光和高级次衍射光完全被抑制,则只会在相位

掩模板后形成一个周期为 $\Delta/2$ 的空间调制场^[10],但实际上相位掩模板不会完全只产生 ± 1 级衍射光。假设有一块周期为 1070 nm 的相位掩模板,其中衍射效率采用表 1^[11]中的数据,利用(4)式分别计算了考虑不同级次衍射光在光纤纤芯内干涉形成的光场,其中距离 $z = (60, 70) \mu\text{m}$ (这是单模光纤紧贴相位掩模板时纤芯与相位板的距离,即纤芯与相位掩模板的最小距离),结果如图 2 所示。可以看到,

当只考虑 $\pm 1, 0$ 级干涉时,相位掩模板后的光场呈现出比较纯净的周期性干涉条纹。当考虑高阶(大于 ± 1 阶)衍射级次时,干涉光场呈现出频谱更加丰富的交错干涉条纹。这主要表现在两个方面,在平行于相位掩模板的 x 轴方向上,由(5)式可以看出,会产生多种空间频率的干涉光场;而在垂直于相位掩模板的 z 轴方向上,干涉条纹也具有周期性,这种现象被称作 Talbot 效应。

表 1 相位掩模板的衍射效率

Table 1 Diffraction efficiency of phase mask

Diffracted order	0	+1	-1	+2	-2	+3	-3	+4	-4
Diffraction efficiency (± 0.3) / %	0.9	39.5	36.7	3.9	4.6	4.1	3.5	3.0	3.7

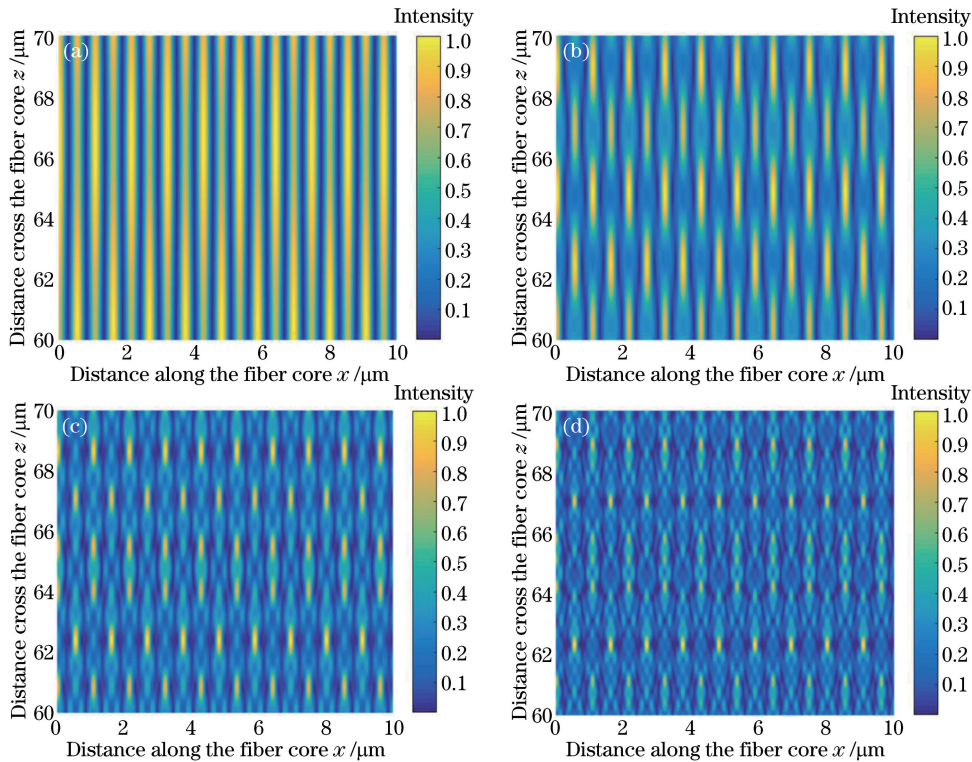


图 2 相位掩模板法刻写 FBG 时,光纤纤芯的干涉光场。(a)只考虑 $\pm 1, 0$ 级;(b)只考虑 $\pm 2, \pm 1, 0$ 级;
(c)只考虑 $\pm 3, \pm 2, \pm 1, 0$ 级;(d)考虑 $\pm 4, \pm 3, \pm 2, \pm 1, 0$ 级

Fig. 2 Intensity distribution produced inside the fiber core region during FBG fabrication using the phase mask technique.

(a) ± 1 and 0 diffraction orders; (b) $\pm 2, \pm 1$ and 0 diffraction orders; (c) $\pm 3, \pm 2, \pm 1$ and 0 diffraction orders;
(d) $\pm 4, \pm 3, \pm 2, \pm 1$ and 0 diffraction orders

首先利用(5)式计算了图 2 对应光场的空间频谱在 x 轴方向的分量,结果如图 3 所示。从图 3(a)可以看出,当只考虑 $\pm 1, 0$ 级衍射光时干涉场有 3 种周期的空间光场,除直流项(G_{DC})和相位掩模板的空间频率的 2 倍光场外,还有相位掩模板空间频率的 1 倍光场。众所周知,相位掩模板空间频率的 2 倍光场刻写出的光栅对应的峰值波长为布拉格波长 λ_B ,而相位掩模板的空间频率的 1 倍光场刻写出的光栅对应的峰值波长为 $2\lambda_B$ ^[10]。也就是说,当只

考虑 $\pm 1, 0$ 级衍射光时,光栅将在 λ_B 和 $2\lambda_B$ 两处获得反射峰,他们分别来自于 ± 1 级衍射光之间的干涉、0 级和 ± 1 级衍射光之间的干涉。但是当考虑 $\pm 2, \pm 1, 0$ 级衍射时,除了对应光栅峰值波长为 $2\lambda_B$ 的干涉光场增强(这是因为除了 0 级和 ± 1 级衍射光之间的干涉场也包括 -1 与 $-2, +1$ 与 $+2$ 级衍射光之间的干涉场成分),还产生了与峰值波长 $\lambda_B/3$ 和 $\lambda_B/2$ 对应的干涉光场,分别来自于 -1 与 $+2, +1$ 与 -2 级衍射光之间的干涉场和 ± 2 级衍射光之间的干

涉场。以此类推,当考虑 ± 4 、 ± 3 、 ± 2 、 ± 1 、0级衍射时,则会获得与光栅峰值波长 $2\lambda_B$ 、 λ_B 、 $2\lambda_B/3$ 、 $\lambda_B/2$ 、 $2\lambda_B/5$ 、 $\lambda_B/3$ 、 $2\lambda_B/7$ 、 $\lambda_B/4$ 等对应的干涉光场。这意味

着,由于非 ± 1 级衍射光的存在,实际刻写光纤光栅时除了布拉格波长 λ_B 外,还将获得其他波长处的反射峰。这降低了刻写布拉格光栅的效率^[12]。

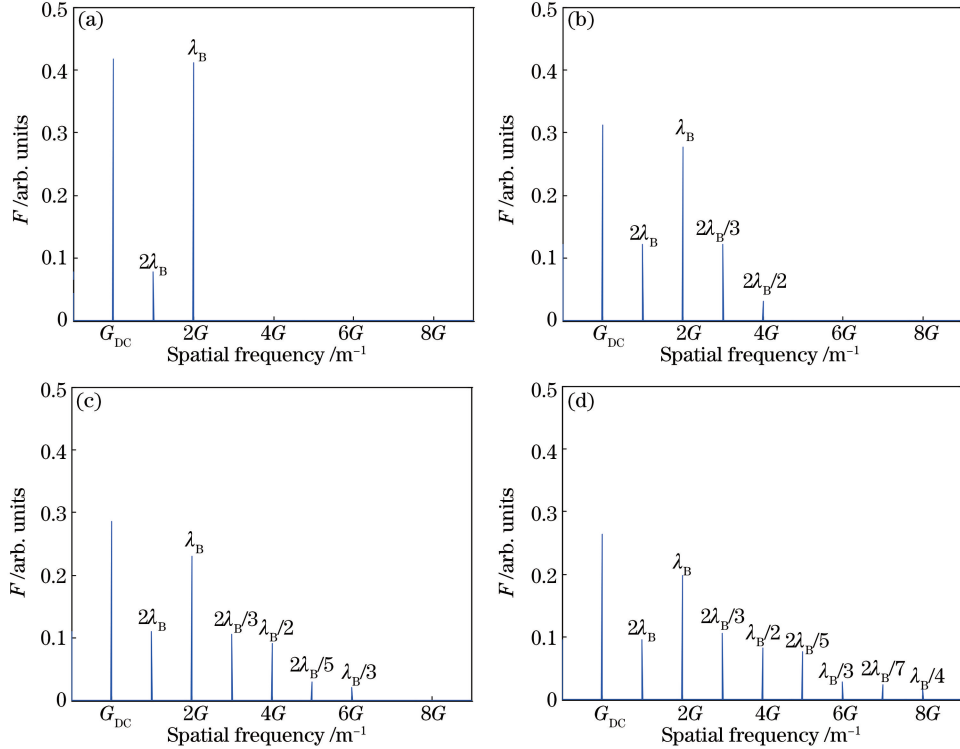


图3 在光纤纤芯模场直径为 $10\ \mu\text{m}$ 范围内干涉光场的空间频谱。(a)只考虑 ± 1 、0级衍射级次;(b)只考虑 ± 2 、 ± 1 、0级;(c)只考虑 ± 3 、 ± 2 、 ± 1 、0级;(d)考虑 ± 4 、 ± 3 、 ± 2 、 ± 1 、0级

Fig. 3 Spatial spectra of the interfering light field over a fiber core mode field with a diameter of $10\ \mu\text{m}$.

(a) ± 1 and 0 diffraction orders; (b) ± 2 , ± 1 and 0 diffraction orders; (c) ± 3 , ± 2 , ± 1 and 0 diffraction orders; (d) ± 4 , ± 3 , ± 2 , ± 1 and 0 diffraction orders

上述的非对称级次衍射光除了增加 x 轴方向上的干涉场空间频率外,还会使 z 轴方向上的干涉条纹也具有周期性。这个周期被称为 Talbot 间距,不同级次衍射光干涉产生的 Talbot 间距为

$$Z_T^{mn} = \frac{2\pi}{k_z^n - k_z^m} \quad (10)$$

这种效应会直接反映到光纤光栅的折射率调制形状中。采用安装有差分干涉(DIC)模块的共聚焦显微镜可以对FBG的显微结构进行直接拍摄,图4显示了用该种方式拍摄的纤芯/内包层直径为 $10/130\ \mu\text{m}$ 的FBG的显微结构,图中左侧的绿色曲线是FBG显微图像中绿线标记位置的折射率变化曲线,周期与相位掩模板周期 Λ 一致。沿着垂直于相位掩模板也就是光纤横截面方向的周期与 ± 1 和0级衍射光干涉的 Talbot 间距 Z_T^{01} (约 $6.3\ \mu\text{m}$)相近。光纤纤芯截面方向的显微图样与只考虑 ± 1 和0级衍射干涉图样相似,可见高阶级次的衍射光的干涉效应较弱,可以忽略。所以在以下研究中只考

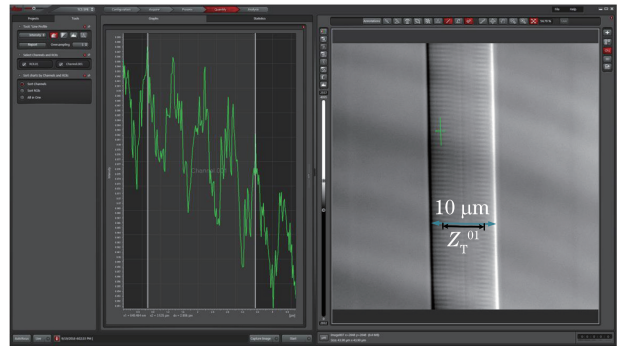


图4 $10/130\ \mu\text{m}$ 光纤光栅的显微图像

Fig. 4 Microscopic image of FBG in $10/130\ \mu\text{m}$ fiber

虑 ± 1 和0级衍射光。

根据图3(a),当只考虑 ± 1 和0级衍射光时,干涉光场的强度分布可以表示为

$$I = I_0 [F(G_{DC}) + F(G)\cos(Gz) + F(2G)\cos(2Gz)]. \quad (11)$$

可以定义刻写布拉格光纤光栅所需的干涉光场对比度为

$$\gamma = \frac{F(2G)}{F(G_{DC})} \quad (12)$$

3.2 干涉光场对比度与损耗的关系

FBG 中光致折射率改变量与紫外衍射光强度呈正比关系^[11], 所以一般假设 FBG 的折射率调制深度与干涉光场的对比度相等^[13], 即 $\gamma = \Delta n_{\text{mod}} / \Delta n_{\text{eff}}$, Δn_{mod} 为折射率调制幅度, Δn_{eff} 为平均折射率增加量。为了证实该假设, 在相位掩模板后约 100~2500 μm 范围内选择了几个位置夹持光纤, 刻写了一组 FBG。采用的光源为准分子激光器, 脉冲能量约为 80 mJ, 脉冲频率为 12 Hz, 光斑长度为 9 mm; 相位掩模板周期为 1057.2 nm, 其 ± 1 级衍射光的衍射效率为 41%, 0 级衍射光的衍射效率为 3.7%, 光纤是经过 12159 kPa 的高压载氢 6 d 后的 SM-28, 光纤的预施加应力为 0.54 N。为了保证辐照到光纤上的衍射光强不发生变化, 光纤与聚焦透镜焦距 ($f = 150 \text{ mm}$) 的距离不变, 始终保持 142 mm。这组 FBG 的折射率调制深度测量结果如图 5 所示, 将紫外激光发散角 0.06 mrad 代入 (9) 式和 (12) 式得到图中蓝线所示的理论结果, 理论和实验结果吻合较好, 证实该关系确实成立; 这也说明随着光纤与相位掩模板之间距离 D 的增加, 干涉光场的对比度会降低, 对应的 $\Delta n_{\text{mod}} / \Delta n_{\text{eff}}$ 比值也会降低。

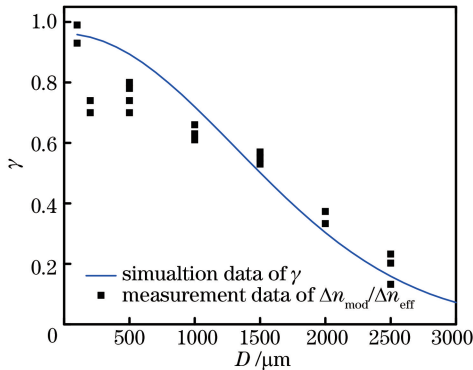


图 5 干涉光场的对比度和 FBG 的折射率调制深度随着光纤与相位掩模板之间的距离的变化

Fig. 5 Phase mask interference field contrast and refractive index modulation depth in FBGs as a function of the distance between the phase mask and the fiber core

这组 FBG 的损耗系数与折射率调制深度 $\Delta n_{\text{mod}} / \Delta n_{\text{eff}}$ 的关系如图 6 所示, 结果显示随着的 $\Delta n_{\text{mod}} / \Delta n_{\text{eff}}$ 比值的增加, 光纤光栅的损耗 α 会减小。再结合折射率调制深度与干涉光场对比度的关系, 可以得出结论: 干涉光场对比度恶化会导致光纤光栅损耗增加。由于光纤尺寸的限制, 对于一个包层直径为 130 μm 的光纤, 纤芯与相位掩模板的最佳

距离约为 100 μm , 此时最佳光场对比度大约为 0.9, 对应 FBG 的损耗约为 0.0064 mm^{-1} 。

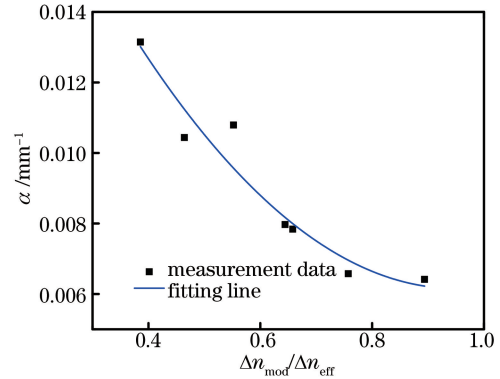


图 6 相同反射率光纤光栅的损耗随 FBG 的折射率调制深度的变化

Fig. 6 Loss of FBGs with the same reflectivity as a function of refractive index modulation depth in FBGs

4 讨 论

由于干涉光场对比度降低会引起 FBG 的损耗增加, 所以需要对其他引起干涉场对比度降低的原因加以分析, 从而在实验过程中尽量加以避免。

4.1 衍射光的衍射效率

相位掩模板的衍射效率不同也会影响干涉光场的对比度, 比如 0 级衍射光与 ± 1 级衍射光发生干涉, 使背景光增强, 导致干涉光场的对比度降低, 如图 7 所示。只考虑 0 级和 ± 1 级衍射光时, 假设 ± 1 级衍射光的衍射效率均为 30% 不变, 0 级衍射效率从 0 增加到 20%, 干涉光场对比度从 1 下降到 0.75。这与 0 级衍射光衍射效率增加时 FBG 损耗增加的实验结果也是一致的^[8], 再次证明干涉光场对比度降低会使 FBG 损耗增加。因此, 刻写 FBG 时尤其是用于高功率光纤激光器的 FBG 时, 应尽量减弱非 ± 1 级衍射光的衍射效率。

4.2 紫外光束空间相干性

考虑空间相干性时, 根据 (8) 式可以看出 n 级和 m 级衍射光形成的光场与紫外激光发散角 $\Delta\theta$ 的关系为 $\exp\left\{-\frac{1}{2}[k_{uv}z(\tan\phi_n - \tan\phi_m)\Delta\theta]^2\right\}$, 其中 $\Delta = z(\tan\phi_n - \tan\phi_m)$ 为这两级衍射光相干时的光程差。当 $\Delta = \frac{\sqrt{2}}{k_{uv}\Delta\theta}$ 时, 这两级衍射光的干涉效应减弱到 e^{-1} , 将此位置对应的 z 值定义为干涉光场沿着 z 轴的空间相干长度。 ± 1 级次衍射光形成的干涉光场沿着 z 轴的空间相干长度为

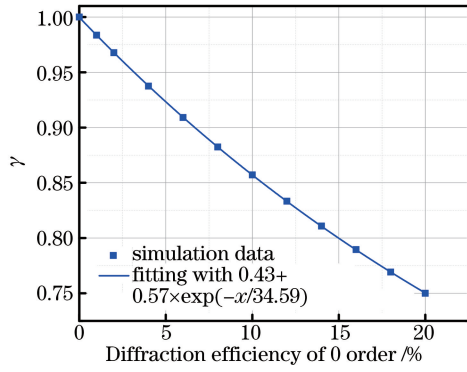


图 7 相位掩模板干涉场对比度随 0 级衍射效率的变化
Fig. 7 Phase mask interference field contrast as a function of the diffraction efficiency of 0 order diffracted light

$$L_s = \frac{1}{\sqrt{2} k_{uv} |\tan \psi_1| \Delta\theta}. \quad (13)$$

可以看出±1 级次衍射光之间沿 z 轴的空间相干距离与紫外光束的发散角 $\Delta\theta$ 成反比。值得注意的是刻写光纤光栅时,往往采用一个望远镜系统对 KrF 准分子激光器输出的光斑进行扩束准直^[14],所以 $\Delta\theta$ 不仅与激光光源有关,而且准直透镜的焦距和位置也会影响输出光束的发散角 $\Delta\theta$ 。实验中,应合理调整光束发散角 $\Delta\theta$,提高光场对比度,降低光纤光栅的损耗。

4.3 紫外光束时间相干性

紫外激光不仅具有一定发散角,一般也具有线宽 $\Delta\lambda$ 或者 Δk (以波数表示),限制了其时间相干性。下面分析时间相干性对干涉场的影响。当入射激光波矢偏离中心 dk ,即 $\mathbf{k}'_{uv} = (0, k_{uv} + dk)$ 时,根据(1)式,可以得到此时各级衍射光的波矢满足关系

$$\mathbf{k}'_m = (k'_x, k'_z) \approx \left(k_x^m, k_z^m + \frac{k_{uv} dk}{k_z} \right). \quad (14)$$

假设在 Δk 范围内各种光谱成分能量分布均匀,那么波矢为 \mathbf{k}'_{uv} 的激光对应的衍射光形成的干涉光场振幅为

$$dE_k(x, z) = \sum_{m=-N} \sqrt{I_m / \Delta k} \exp(imGx) \times \exp(ik'_z z) \exp(ik_{uv} dk / k'_z) dk. \quad (15)$$

不同光谱成分的光波是不相干的,所以 Δk 范围内各个光谱产生的总强度为

$$I(x, z) = \int_{-\Delta k/2}^{\Delta k/2} \sum_{n=-N} \sqrt{I_n / \Delta k} \exp(inGx) \times \exp(ik'_z z) \exp(ik_{uv} z dk / k'_z) \cdot \sum_{m=-N} \sqrt{I_m / \Delta k} \exp(-imGx) \exp(-ik'_z z) \times \exp(-ik_{uv} z dk / k'_z) dk =$$

$$\sum_{n=-N} \sum_{m=-N} \sqrt{I_n I_m} \exp[i(n-m)Gx] \times \exp[i(k'_z - k''_z)z] \text{sinc} \left[k_{uv} z \left(\frac{1}{k'_z} - \frac{1}{k''_z} \right) \frac{\Delta k}{2\pi} \right]. \quad (16)$$

其空间频谱为

$$F(g, z) = \sum_{n=-N} \sum_{m=-N} \sqrt{I_n I_m} \text{sinc}\{[g - (n-m)G]l / (2\pi)\} \times \cos[(k'_z - k''_z)z] \times \text{sinc} \left[k_{uv} z \left(\frac{1}{k'_z} - \frac{1}{k''_z} \right) \frac{\Delta k}{2\pi} \right]. \quad (17)$$

(17)式与(5)式相比,增加了一个与 z 相关的因子 $\text{sinc} \left[k_{uv} z \left(\frac{1}{k'_z} - \frac{1}{k''_z} \right) \frac{\Delta k}{2\pi} \right]$ 。这样,对于给定线宽的激光器,不同级次衍射光的干涉效应将沿着 z 轴降低。定义干涉效应消失时的距离为不同级次干涉光场沿着 z 轴的时间相干长度,为

$$L_{nm} = \frac{2\pi}{k_{uv} \Delta k \left(\frac{1}{k'_z} - \frac{1}{k''_z} \right)}. \quad (18)$$

对于对称级次的衍射光,由于他们路径对称,光程差始终为零,激光线宽并不影响它们的干涉。实验测得所用的激光器线宽为 0.34 nm,由(17)式计算得到空间频谱与 z 相关,如图 8 所示。当光纤从相位掩模板后 100 μm 的位置移动到 2000 μm 的位置时,部分非对称级次衍射光之间的干涉效应消失,相关的空间频率分量减小,所以奇数高级次的空间频率分量明显减小,而刻写布拉格光纤光栅所需的干涉光场对比度几乎不受影响。

上述的计算是在正入射的理想情况下考虑的,但实际情形中,很难确保紫外激光正入射相位掩模板。一旦激光斜入射,对称级次的衍射光光路将不再对称,其光程一旦增加超过光源的临界相干长度,对称级次的衍射光将不再发生干涉。通过简单近似,可以得到当入射角度偏差 θ 度时,对称级次沿 z 轴的时间相干距离为

$$L_T = \frac{2\pi}{\Delta k \sin \theta \left[\frac{1}{\tan(\psi_n + \theta)} + \frac{1}{\tan(\psi_n - \theta)} \right]}. \quad (19)$$

此时±1 级次衍射光之间沿 z 轴的时间相干距离与紫外光束的 Δk 成反比。对于刻写光纤光栅的 KrF 准分子激光器,利用(19)式的计算结果如图 9 所示,可以看出在小角度倾斜时,相干距离急剧减小。如果要求±1 级次衍射光之间沿 z 轴的时间相干距离大于 5 mm,则入射角度需要小于 4.3 mrad。这说明尽管正入射时时间相干性对于对称级次衍射之间

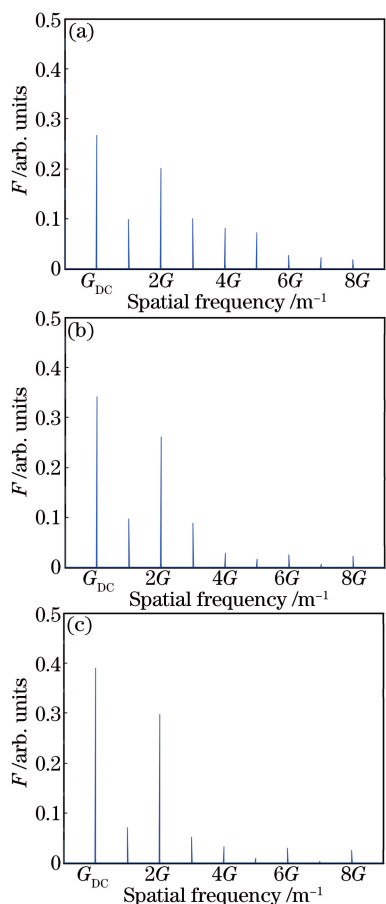


图 8 考虑 $\pm 4, \pm 3, \pm 2, \pm 1, 0$ 级时,在光纤纤芯模场直径为 $10 \mu\text{m}$ 范围内干涉光场的空间频谱。(a) $z=100\sim 110 \mu\text{m}$; (b) $z=1000\sim 1010 \mu\text{m}$; (c) $z=2000\sim 2010 \mu\text{m}$

Fig. 8 Spatial spectra of the interfering light field over a fiber core mode field diameter of $10 \mu\text{m}$ considering the $\pm 4, \pm 3, \pm 2, \pm 1$ and 0 diffraction orders. (a) $z=100\sim 110 \mu\text{m}$; (b) $z=1000\sim 1010 \mu\text{m}$; (c) $z=2000\sim 2010 \mu\text{m}$

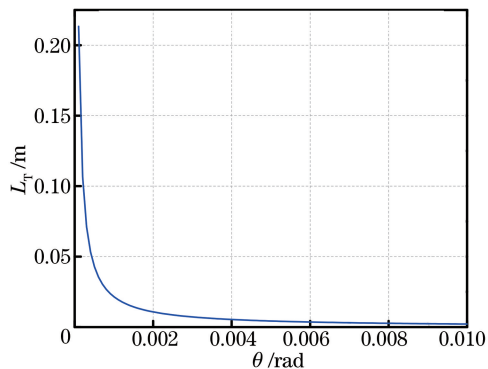


图 9 在 z 轴上, ± 1 级衍射的相干距离随紫外光束入射角的变化

Fig. 9 Interference distance of ± 1 order diffraction lights on z axis varied with incident angle of UV light

的相干性没有影响,但是由于实验中很难做到理想中的正入射,在选择激光器时还是应尽可能选择激

光线宽比较窄的光源。

5 结 论

在刻写 FBG 过程中引入的损耗降低了高功率光纤激光器的 FBG 的耐受激光功率和使用寿命。因此降低在刻写 FBG 过程中引入的损耗对于研发用于高功率光纤激光器的 FBG 至关重要。通过相位掩模板干涉场形式以及对比度的理论分析和实验测量,揭示了光纤布拉格光栅损耗随着光纤与掩模板距离的增加而增加的原因:相位掩模板形成的干涉光场对比度的降低。说明干涉光场对比度的提高有利于降低 FBG 的损耗。因此,本文对影响干涉光场对比度的几个因素进行了进一步分析,结果表明,非 ± 1 级衍射能量的增加、紫外光束斜入射角度增加、紫外激光时空相干性的恶化等因素也会导致干涉场对比度降低。这些使光场对比度降低的不利因素都可能增加 FBG 的损耗,因此实验中应尽可能避免这些不利因素。这些研究结果对高功率 FBG 刻写装置的光源、相位掩模板的选择,以及光路调试等具有重要的指导意义。

参 考 文 献

- [1] Fan Y Y, Zhou J, He B, *et al.* Preparation and high-power fiber laser experimentation of double-clad fiber grating[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(9): 2395-2399.
范元媛, 周军, 何兵, 等. 双包层光纤光栅的制备及其高功率光纤激光实验研究[J]. 中国激光, 2010, 37(9): 2395-2399.
- [2] Pan Y Z, Zhang J, Hu G J, *et al.* High-power ytterbium-doped fiber laser based on fiber grating[J]. Acta Optica Sinica, 2004, 24(9): 1237-1239.
潘玉寨, 张军, 胡贵军, 等. 利用光纤光栅的高功率掺镱光纤激光器[J]. 光学学报, 2004, 24(9): 1237-1239.
- [3] Voigtländer C, Krämer R G, Liem A, *et al.* 1 kW fiber laser oscillator with fs-written fiber Bragg gratings[C] // The European Conference on Lasers and Electro-Optics, June 21-25, 2015, Munich, Germany. Washington: Optical Society of America, 2015: CJ_11.
- [4] Xiao Q R, Zhang D Y, Wang Z H, *et al.* Review of high power fiber laser pump coupling technology [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(2): 0201008.
肖起榕, 张大勇, 王泽晖, 等. 高功率光纤激光抽运耦合技术综述 [J]. 中国激光, 2017, 44(2): 0201008.

- [5] Bernard P, Bessard J, Brochu G, *et al.* Active thermography for reliability assessment of high power fiber laser FBG reflectors[C]//Fiber Laser Applications, February 16-17, 2011, Istanbul, Turkey. Washington: Optical Society of America, 2011: FThE12.
- [6] Littler I C M, Grujic T, Eggleton B J. Photothermal effects in fiber Bragg gratings[J]. Applied Optics, 2006, 45(19): 4679-4685.
- [7] Ding M, Chen D J, Fang Z J, *et al.* Photothermal effects in phase shifted FBG with varied light wavelength and intensity[J]. Optics Express, 2016, 24(22): 25370-25379.
- [8] Wang D, Pi H Y, Li X, *et al.* Measurement and analysis of loss in fiber Bragg gratings[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(6): 0606005.
王迪, 皮浩洋, 李璇, 等. 光纤布拉格光栅损耗特性的测量与分析[J]. 中国激光, 2018, 45(6): 0606005.
- [9] Tarnowski K, Urbanczyk W. Origin of Bragg reflection peaks splitting in gratings fabricated using a multiple order phase mask [J]. Optics Express, 2013, 21(19): 21800-21810.
- [10] Rollinson C M, Wade S A, Dragomir N M, *et al.* Reflections near 1030 nm from 1540 nm fibre Bragg gratings: evidence of a complex refractive index structure[J]. Optics Communications, 2005, 256(4/5/6): 310-318.
- [11] Kouskousis B P, Rollinson C M, Kitcher D J, *et al.* Quantitative investigation of the refractive-index modulation within the core of a fiber Bragg grating [J]. Optics Express, 2006, 14(22): 10332-10338.
- [12] Rollinson C M, Wade S A, Kouskousis B P, *et al.* Variations of the growth of harmonic reflections in fiber Bragg gratings fabricated using phase masks[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2012, 29(7): 1259-1268.
- [13] Mahakud R, Prakash O, Nakhe S V, *et al.* Analysis on the saturation of refractive index modulation in fiber Bragg gratings (FBGs) written by partially coherent UV beams[J]. Applied Optics, 2012, 51(12): 1828-1835.
- [14] Zhang Y J, Wang M, Wang Z F, *et al.* Fabrication of chirped and tilted fiber Bragg gratings and investigation of Raman filtering effect [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(1): 0106002.
张宇菁, 王蒙, 王泽锋, 等. 啾啾倾斜 Bragg 光纤光栅制作及 Raman 滤除研究[J]. 光学学报, 2017, 37(1): 0106002.