

布喇格光纤光栅反射特性及制作的理论研究*

张永胜 刘爱萍** 郁可
(武汉工业大学, 武汉, 430070)

摘要: 在对光纤光栅折射率分布进行合理假设的基础上, 运用耦合模理论计算了光纤光栅的反射特性, 对其反射特性与相关参数的关系进行了分析, 并且还推导出了用相位掩模法制造光纤光栅的理论根据, 得到了一些有益于光纤光栅制造的结论和有用公式。

关键词: 光纤光栅 耦合模理论 相位掩模 近场光强分布

Theoretical study of reflection properties and fabricating of fiber gratings

Zhang Yongsheng, Liu Aiping* * Yu Ke
(Wuhan University of Technology, Wuhan, 430070)

Abstract: Using the coupled mode theory, we study the reflection properties of the fiber grating with a reasonable assumption of the refraction index distribution. Relationships between the reflection properties and relevant fiber parameters are discussed. The basis of theory to fabricating fiber gratings are deduced with phase masks, and some valuable conclusions and formulas are obtained.

Key words: optical fiber gratings coupled mode theory phase mask near field intense distribution

引 言

自1978年K. O. Hill等人发现掺铈光纤的光敏性以来, 利用光纤光敏性制作光纤布喇格光栅的技术取得了很大的发展, 人们逐渐认识到从光纤通信, 光纤传感到光计算和光学信息处理等整个光纤领域, 将由于光纤光栅的实用化而发生革命性的变化, 光纤光栅已经成为全球性的技术研究热点。目前, 光纤光栅的制作主要有双光束干涉、逐点曝光及相位掩模法等。其中, 利用零级抑制的衍射光学掩模是一种较为实用有效的方法, 它降低了对光源相干性及周围环境稳定性的要求。国内在光纤光栅制作方面的工作已经起步, 但理论工作相对较少。我们从耦合模型理论出发, 推导了光纤布喇格光栅的两个重要参数, 即最大反射系数 R_{\max} 和反射主峰带宽 $\Delta\lambda$ 与光栅的折射率调制深度 δn 及光栅长度 L 的关系, 并利用干涉理论计算了相位掩模后的近场光强分布, 得到了对光纤光栅制作的一些有益结论和有用公式。

一、光纤光栅的反射率和带宽

在光纤中传播的导波模发生的相互作用可由耦合模理论来分析。设 Z 为光纤轴向坐标, 一般情况下耦合模方程为^[1]:

* 国家自然科学基金资助。 ** 洛阳工业高专计算机系。

$$\frac{d}{dz} A_k(z) = i \frac{\beta_k}{|\beta_k|} \sum_l \sum_m K_{kl}^{(m)} A_l \exp[i(\beta_k - \beta_l - 2\pi m/\Lambda)z] \quad (1)$$

式中, A_k, A_l 是归一化模的复振幅, β_k, β_l 是第 k 和第 l 模的传播常数, Λ 是光栅周期, $K_{kl}^{(m)}$ 是第 k 与第 l 模之间的耦合系数, 一般有 $K_{kl}^{(m)} = \omega^2 \mu / (2 \sqrt{|\beta_k \beta_l|}) \cdot \vec{P}_k^* \cdot \epsilon_m \vec{P}_l$, 式中, \vec{P}_k, \vec{P}_l 是平面波的单位极化矢量, ϵ_m 是周期性电介质微扰 $\Delta\epsilon(r, z)$ 在 Z 方向的傅里叶级数展开式的第 m 个分量。

由方程(1)可看出模式(k, l)存在耦合的必要条件是

$$\int \exp[i(\beta_k - \beta_l - 2\pi m/\Lambda)z] dz \neq 0 \quad (2)$$

$$\text{即} \quad \beta_k - \beta_l - 2\pi m/\Lambda = 0 \quad (3)$$

这就是相位匹配的条件。

一般认为, 光纤光栅的周期结构(折射率分布)可看成一系列正弦函数的叠加, 即 $\Delta n^2(r, z) = \sum_m \alpha_m(r) \sin(2\pi m/\Lambda)$, 为简单起见, 而且不失一般性, 取 $m = 1$, 即将其看成是严格的正弦函数形式, 如图 1 所示。

考虑到光纤光栅中光波的两个模式, 一个是入射模式, 一个是反射模式, 也就是逆向耦合的模方程, $A_i(z), A_r(z)$ 是入射波和反射波的振幅, $\beta_i > 0, \beta_r < 0, \Delta\beta = \beta_i - \beta_r - 2\pi/\Lambda$, 这时耦合方程变为

$$dA_i/dz = -iK A_r \exp(i\Delta\beta z) \quad (4)$$

$$dA_r/dz = -iK^* A_i \exp(i\Delta\beta z) \quad (5)$$

式中, K 为耦合系数, 设光栅长度为 L , 引入边界条件: $A_i(0) = 1, A_r(L) = 0$ (6)

解方程(4, 5), 得到: $A_i(z) = \exp[-i(\Delta\beta/2)z] \frac{S \operatorname{ch}[S(L-z)] + i(\Delta\beta/2) \operatorname{sh}[S(L-z)]}{S \operatorname{ch}(SL) + i(\Delta\beta/2) \operatorname{sh}(SL)}$ (7)

$$A_r(z) = \exp[-i(\Delta\beta/2)z] \frac{-iK^* \operatorname{sh}[S(L-z)]}{S \operatorname{ch}(SL) + i(\Delta\beta/2) \operatorname{sh}(SL)} \quad (8)$$

式中, $S = \sqrt{K^* K - (\Delta\beta/2)^2}$, 光纤光栅的反射率为

$$R = \left| \frac{A_r(0)}{A_i(0)} \right|^2 = \frac{K^* K \operatorname{sh}^2(SL)}{S^2 \operatorname{ch}^2(SL) + (\Delta\beta/2)^2 \operatorname{sh}^2(SL)} \quad K^* K \geq (\Delta\beta/2)^2 \quad (9)$$

$$\text{或} \quad R = \frac{K^* K \sin^2(SL)}{(\Delta\beta/2)^2 \sin^2(SL) + S^2 \cos^2(SL)} \quad K^* K < (\Delta\beta/2)^2 \quad (10)$$

当 $\Delta\beta = 0$ 时, 由(9)式得 $R_{\max} = \operatorname{th}^2(|K|L)$ (11)

光纤光栅中耦合系数 $K = \pi \delta n / \lambda_b^{[2]}$, 代入(1)式得 $R_{\max} = \operatorname{th}^2(\pi \delta n L / \lambda_b)$ (12)

式中, δn 为折射率调制深度或折射率变化(一般情况有, 量级为 $10^{-2} \sim 10^{-5}$); $\lambda_b = 2n_{\text{eff}} \Lambda$ 为布喇格波长(即 $\Delta\beta = 0$ 时的入射波长), n_{eff} 为有效模折射率, (9)式的理论曲线见图 2 所示。

主峰带宽(FWHM)近似满足关系式^[3]: $\Delta\lambda = \lambda_b^2 / (2n_{\text{eff}} L_{\text{eff}})$ (13)

对弱光纤 L_{eff} 为其物理长度, 对强光纤 $L_{\text{eff}} = \pi / (2K)$, 故当调制深度 δn 较大(即强光栅)时, 有

$$\Delta\lambda = 2\delta n \Lambda \quad (14)$$

从上述理论推导, 并进行计算可得到以下有关光纤光栅反射特性的结论:

(1) 反射率随光栅长度的增加而增加, 在较低折射率调制时呈平方关系, 对一特定的折射



Fig. 1 The schematic illustration of optical fiber Bragg gratings

率调制都具有饱和长度 L_s (定义为反射率达 90% 时的光栅长度), 并且与调制深度具有近似反比例关系 (图 3a)。

(2) 对较小光栅长度, 反射率与折射率调制深度的关系呈线性, 对较长的光栅反射率随调制深度的增加很快达到饱和 (图 3b)。

(3) 反射带宽随折射率调制深度的增加而增加, 在调制深度 δn 较大的情况下呈线性 (图 3c)。

(4) 光栅的反射带宽随光栅长度增加而减少, 并趋于饱和 (图 3d)。

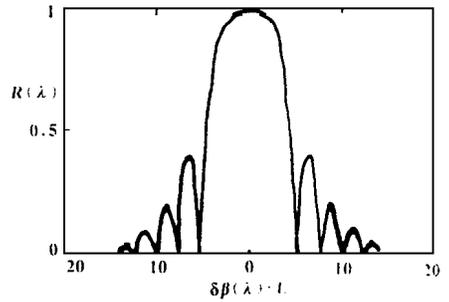


Fig. 2 Reflection spectrum versus detuning for a fiber grating with $\delta n = 3 \times 10^{-3}$, $KL = 4.03$

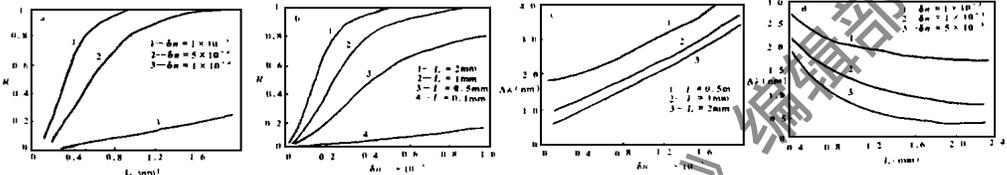


Fig. 3 Reflected power and bandpass vs modulated degree, grating length for a fiber grating

二、相位掩模板后的近场光强分布和光栅周期

一束紫外激光经柱透镜聚焦后垂直入射到相位掩模板上, 如图 4 所示。设刚到达掩模板前表面 1 的光场是单位振幅, 相位为零的平面波。掩模板对光强吸收忽略不计, 假定掩模板槽

齿部分宽度相等, 其一周期内透过率函数为 $t(x) = \begin{cases} e^{i\varphi_1} & \Lambda_{pm}/4 < x < 3\Lambda_{pm}/4 \\ e^{i\varphi_2} & -\Lambda_{pm}/4 < x < \Lambda_{pm}/4 \end{cases}$ (15)

式中, φ_1, φ_2 分别为槽和齿引入的附加相位, Λ_{pm} 为掩模板周期, 则刚射出掩模板后表面 2 的光场强为

$$E_0(x) = l \cdot t(x) \quad (16)$$

利用傅里叶级数, 将 (16) 式展开为: $E_0(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \exp(in2\pi x / \Lambda_{pm})$ (17)

其中展开系数

$$\begin{aligned} c_n &= \frac{1}{\Lambda_{pm}} \int_{-\Lambda_{pm}/2}^{\Lambda_{pm}/2} E_0(x) \exp\left(i \frac{n2\pi x}{\Lambda_{pm}}\right) dx \\ &= \frac{1}{\Lambda_{pm}} \left[\int_{-\Lambda_{pm}/2}^{\Lambda_{pm}/4} e^{i\varphi_2} \exp\left(i \frac{n2\pi x}{\Lambda_{pm}}\right) dx + \int_{\Lambda_{pm}/4}^{\Lambda_{pm}/2} e^{i\varphi_1} \exp\left(i \frac{n2\pi x}{\Lambda_{pm}}\right) dx \right] \\ &= e^{i\varphi_1} \frac{\sin(n\pi)}{n\pi} + \frac{1}{2} [e^{i\varphi_2} - e^{i\varphi_1}] \frac{\sin(n\pi/2)}{n\pi/2} = e^{i\varphi_1} \text{sinc}(n\pi) + \frac{1}{2} (e^{i\varphi_2} - e^{i\varphi_1}) \text{sinc}(n\pi/2) \end{aligned} \quad (18)$$

由 (18) 式可见: 当 $n = 0$ 时, $c_0 = e^{i\varphi_1} + (e^{i\varphi_2} - e^{i\varphi_1})/2 = (e^{i\varphi_2} + e^{i\varphi_1})/2$ (19)

当 $n = \pm 1$ 时, $c_{\pm 1} = e^{i\varphi_1} \text{sinc}(\pm\pi) + [(e^{i\varphi_2} - e^{i\varphi_1}) \text{sinc}(\pm\pi/2)]/2 = (e^{i\varphi_2} - e^{i\varphi_1})/\pi$ (20)

当 $n = \pm 2$ 时, $c_{\pm 2} = 0$ (21)

当 $n = \pm 3$ 时, $c_{\pm 3} = [e^{i\varphi_2} - e^{i\varphi_1}] / (3\pi)$ (22)

从而可推得 $c_{\pm(2k+1)} = (e^{i\varphi_2} - e^{i\varphi_1}) / [(2k+1)\pi]$, ($k = 0, 1, 2, \dots$) (23)

因此, 掩模板后表面上刚出射的光场强为:

$$E_0(x) = \frac{1}{2}(e^{i\varphi_2} + e^{i\varphi_1}) + \sum_{k=0}^m \frac{1}{(2k+1)\pi} (e^{i\varphi_2} - e^{i\varphi_1}) \exp\left[\pm i \frac{(2k+1)\pi x}{\Lambda_{pm}}\right] \quad (24)$$

当 $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi$ 时, 考虑到 $\varphi_2 = (2\pi/\lambda_0) n_{\lambda_0} t$, $\varphi_1 = (2\pi/\lambda_0) [n_{\lambda_0}(t-h) + h]$

式中, λ_0 为紫外线光源波长, n_{λ_0} 为对应于 λ_0 掩模板折射率, t, h 分别为掩模板厚度和齿高, 有 $(2\pi/\lambda_0) n_{\lambda_0} t - (2\pi/\lambda_0) [n_{\lambda_0}(t-h) + h] = \pi$

$$\text{得 } h = \lambda_0 / [2(n_{\lambda_0} - 1)] \quad (25)$$

$$c_0 = (e^{i\varphi_2} + e^{i\varphi_1}) / 2 = [e^{i(\pi + \varphi_1)} + e^{i\varphi_1}] / 2 = 0,$$

这就是说, 当掩模板齿高 h 满足(25)式时, 零级衍射光场强为零。而此时

$$c_{\pm(2k+1)} = (-2) e^{i\varphi_1} / [(2k+1)\pi], \quad (k=0, 1, 2, \dots)$$

$$\text{这时(24)式可改写为 } E_0(x) = - \sum_{k=0}^m \frac{2e^{i\varphi_1}}{(2k+1)\pi} \exp\left[\pm i \frac{(2k+1)\pi x}{\Lambda_{pm}}\right] \quad (26)$$

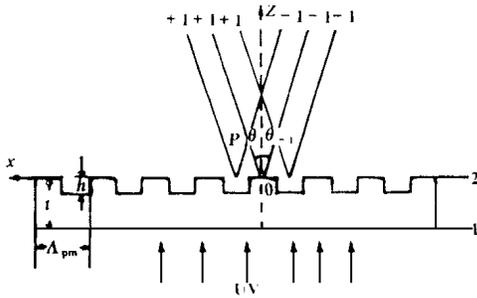


Fig. 4 Interference between diffracted rays of the phase mask

一般利用相位掩模板写入光栅, 是利用其衍射光的 ± 1 级交叉相干涉(如图 4 所示), 设 P 点为相位掩模板衍射光场的 ± 1 级交叉相干点。 P 点至 θ 点的距离为 a , 显然

$$a = \Lambda_{pm} / (4 \operatorname{tg} \theta_{\pm 1}) \quad (27)$$

而对 ± 1 级, 由光栅方程有

$$\operatorname{tg} \theta_{\pm 1} \approx \sin \theta_{\pm 1} = \pm \lambda_0 / \Lambda_{pm} \quad (28)$$

另外, 我们从两束相干光干涉成极大的条件

$$\text{得}^{[5]} \quad x = \frac{ma\lambda_0}{\Lambda_{pm}/2} \quad (|m| = 0, 1, 2, \dots) \quad (29)$$

式中, m 为干涉级, x 为 m 级极大到 0 级极大的距离。对 $|m| = 1$ 时,

$$x = \lambda_0 / (\Lambda_{pm}/2) \cdot \Lambda_{pm} / (4 \operatorname{tg} \theta_{\pm 1}) = \Lambda_{pm} / 2 \quad (30)$$

$$\text{从而在光纤芯上产生的光栅周期为 } \Lambda = x = \Lambda_{pm} / 2 \quad (31)$$

这表明, 在光纤芯上紫外写入的光栅周期, 与写入的光源波长无关。同时也与被写光纤离掩模板后表面的距离无关。 P 点的选用, 只是为了推导公式方便, 不妨碍一般结论的获得。

三、结 论

通过前面分析, 可以看出, 光纤光栅的反射率受到光栅长度和折射率调制深度的综合影响, 可通过增加二者之一来提高反射率, 但是反射率在二者乘积达到一定值时趋向饱和, 因而可以协调二者大小得到所需的反射率, 以使制作更经济。另外, 光栅长度和调制深度的变化相应地引起反射带宽的变化, 光栅较长时, 反射带宽(半高全宽)与 δn 几乎成正比, 可见调制深度是制作布喇格光纤光栅的关键。要得到窄带宽高反射率光栅, 需有适当的折射率调制和长度的光栅, 所以在用相位掩模板法制造光纤光栅时, 应尽量让光纤靠近掩模放置。

参 考 文 献

- 1 Ariv A, Yeh P 著, 于荣金等译. 晶体中的光波. 北京: 科技出版社, 1991: 383~ 390
- 2 Agrawal G P, Radic S. IEEE Photonics Technology Lett, 1994; 6(8): 995~ 997
- 3 Russell P S J, Archambault J, Reekje L. Physics World, 1993; 6(10): 41~ 46
- 4 Dyer P E, Farley R J, Giedl R. Opt Commun, 1995; 115: 327~ 334

广义两段式半导体激光器的特性研究*

李大义 周小红 陈建国 卢玉村
(四川大学光电系, 成都, 610064)

摘要: 利用由射线法导出的两段式半导体激光器(2SLD)的端面输出谱的表达式, 研究了两电极半导体激光器(2ELD)和外腔式半导体激光器(ECLD)。结果表明: 2ELD 的振荡波长并非始终都与腔的共振波长相同; 在 ECLD 上实现准连续调谐的关键是使激光器能被调谐在二极管的反共振波长处振荡, 因此, 我们求得了 ECLD 实现反共振激光的阈值载流子数密度以及对界面反射率的要求的表达式。

关键词: 双电极半导体激光器 外腔式半导体激光器 射线法

Study on characteristics of broad sense two-segment semiconductor laser

Li Dayi, Zhou Xiaohong, Chen Jianguo, Lu Yucun

(Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu, 610064)

Abstract: Using general expression of output spectrum from end reflector of a two-segment semiconductor laser, deduced from ray trace method, the study on the characteristics of the two-electrode diode lasers (TELDs) and external cavity diode laser has been carried out.

Key words: two-electrode diode laser, external cavity diode laser, ray trace method

引 言

从广义上说,许多半导体激光器可以简化成两段式器件。一个 2ELD 在两区载流子数密度不同的情况下可以当作是一个 2SLD, 因为在其两区的界面存在着一个由折射率差别引起的反射^[1]。这种器件可用作双稳或快速调频激光器^[1,2], 故而在通信和光信号处理中极受重视。当激光二极管被置于一端时, ECLD 可用一个 2SLD 来模拟, 此时, 准直用的显微物镜被简化为一个附加损耗并用一个等效的外腔镜反射来描述物镜及外腔镜的共同作用^[3]。ECLD 可以用来产生谱线非常窄的激光, 而且波长可调, 因而在通信及某些其它领域中倍受青睐^[4]。

* 国家自然科学基金资助。

5 玻恩 M, 沃耳夫 E. 光学原理(上册). 北京: 科学出版社, 1978: 341

作者简介: 张永胜, 男, 1964 年出生。讲师, 硕士。主要从事神经网络、数据库和计算机应用研究工作。