

非线性驻波的研究

吴重庆

(北京交通大学光信息科学与技术研究所 发光与光信息技术教育部重点实验室, 北京 100044)

摘要 提出了由两个相反方向光同时在三阶非线性介质中传输而引起的非线性驻波的概念; 导出了这种非线性驻波的功率分布、节距、驻波比以及单向非线性相移分布的解析表达式, 并进行了仿真计算。结果表明, 当非线性较弱时, 驻波的功率分布仍然呈余弦形式, 但将出现节距随功率增大而变小的节距调制效应, 并正比于最大和最小折射率的几何平均值。当非线性较强时, 不仅存在节距调制效应, 而且还出现功率分布函数曲线从余弦形式过渡到周期性尖脉冲形式的驻波波形调制效应。其非线性相移不再与距离成正比, 变成一条周期性的单增曲线。对于非线性介质谐振腔的激光器、选频放大器、多波长激光器以及其他非线性光学器件的研究, 具有重要的意义。

关键词 非线性光学; 非线性驻波; 节距调制; 驻波波形调制; 交叉相位调制; 非线性相移

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS20092912.3487

Nonlinear Standing Wave

Wu Chongqing

(Key Laboratory of Luminescence and Optical Information of Ministry of Education, Institute of Optical Information, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

Abstract The conception of nonlinear standing wave (NSW), which is produced by two beams with bi-directions in nonlinear medium, is proposed. The analytical formulas for power distribution, pitch and standing wave ratio of this NSW and phase shift of single-direction beam are deduced. The simulation results show, that when the nonlinearity is weak, the NSW power distribution maintains its cosine type, but there is a pitch modulation effect, which will be shorten when the power increases, and it is proportional to the geometric mean of maximum and minimum indices. When the nonlinearity is stronger, there are two nonlinear effects, including pitch modulation and waveform of NSW modulation effects, the distribution function curve of which is changed from cosine to periodic sharp pulses. The nonlinear phase shift is not proportional to distance, but it changes to periodic monotonic increasing function. The results of this paper are very important to nonlinear medium cavity of laser, frequency selected amplifier, multi-wavelength laser and other nonlinear optical devices.

Key words nonlinear optics; nonlinear standing wave; pitch modulation; standing-wave waveform modulation; cross phase modulation; nonlinear phase shift

1 引 言

含有非线性介质的谐振腔对于激光器的研究有重要意义。近年来, 利用两个光纤光栅和高非线性有源光纤组成的激光器被广泛地研究^[1,2]。一种常见的结构为, 在有源光纤的两端各加一个反射器件, 反射器件可以是一个光纤光栅, 也可以是一个全反射镜, 如图 1 所示。另一种情况发生在 Fabry-Pérot

(F-P)腔的半导体光放大器中, 由于放大器两个端面的反射, 在其内部将形成驻波。在 F-P 腔的激光器中也有类似问题。在这些激光器或者放大器中, 大多数研究都仅仅关注载流子或者粒子的跃迁过程, 而光子的传输过程都简化为匀速传输, 通常用 $t = z/v_g$ 来描述, 这对于小功率情况是适用的。但随着光功率的增加, 介质本身的非线性传输特性开

收稿日期: 2009-06-30; 收到修改稿日期: 2009-07-14

基金项目: 国家自然科学基金(60877057)资助课题。

作者简介: 吴重庆(1944—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事光纤通信、光纤传感、全光网络和全光信号处理等方面的研究。E-mail: cqwu@bjtu.edu.cn(中国光学学会会员号: S0404200675)

始显现,其中一种基本的非线性现象是三阶非线性,即克尔现象。这时,原先的线性驻波就变成了非线性驻波,增益介质的非线性传输将改变原先的谐振特性,驻波的非线性将成为高功率激光器与放大器的制约因素之一。

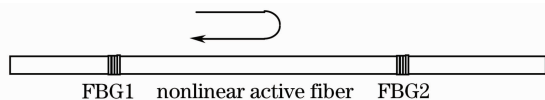


图 1 基于 F-P 反射腔的光纤激光器

Fig. 1 F-P cavity-based fiber laser

近年来,在多波长激光器的研究方面,也涉及到非线性驻波问题。例如,文献[3]所设计的多波长激光器采用了对称非线性光纤环镜(NOLM)的结构,如图 2 所示。激光的波长完全取决于 NOLM 环的谐振特性。此外,在文献[4]中对利用 NOLM 环产生多波长激光有相关的论述。

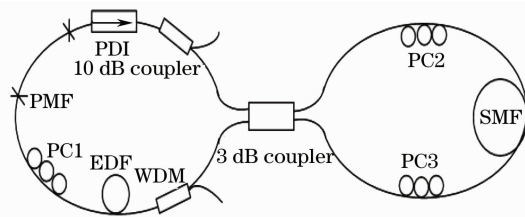


图 2 基于对称非线性光纤环镜多波长掺铒光纤激光器

Fig. 2 Multi-wavelength erbium-doped fiber laser with nonlinear optical loop mirror

此外,在很多应用场合都存在两个不同传输方向的光同时进入一个非线性介质(例如非线性光纤)的情况。比如 NOLM(如图 3 所示),由耦合器 1 端口进入的光,分成为顺时针和逆时针的两束,进入非线性的光纤环路,当它们相遇时就有可能在其内产生非线性驻波。NOLM 能以低于 1 W 的功率实现 Tb/s 的开关操作,其固有的稳定性、简单性等特点使之在信号再生、全光解复用、逻辑操作^[5]、波长变换^[6]等全光信号处理技术中得到了广泛应用。

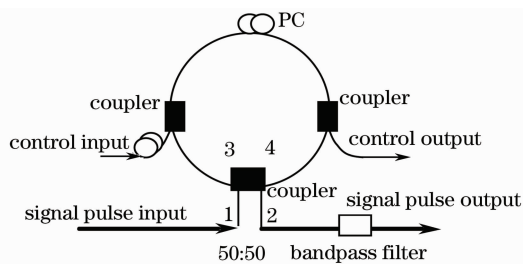


图 3 NOLM 原理图

Fig. 3 Scheme of NOLM

以上这些例子都说明,非线性驻波是一种重要而基本的光学现象,因此有必要对它进行深入研究。

非线性驻波的形成,来自于非线性介质内部两个传输方向相反光的交叉相位调制。虽然对于同向传输光的交叉相位调制研究得很广泛,并认为同向交叉相位调制引起的非线性相移与功率成正比。但是关于反向传输光的交叉相位调制的文献却不很多^[7~9],文献[7]采用散射算子法对多层结构波导中的双向非线性传输问题进行了研究,但是没有建立非线性驻波的概念,也没有得到节距、驻波比、非线性相移等相关参数的解析表达式。文献[8]虽然考虑了控制光同反向传输信号脉冲间的作用,得出一些实验结果,但并未作严格证明和更深入的探讨和研究。文献[9]研究了控制脉冲串对反向脉冲的作用,它对 NOLM 的性能有着重要的影响。指出了正向传输信号脉冲获得非线性相移正比于控制脉冲能量,而反向的正比于控制脉冲平均功率,因此完全 100% 的开关效率是不可能实现的。但是,文献[9]并没有研究两个方向信号光所形成的非线性驻波。

驻波是一种传输介质中各点光场强度不相等但相位相同的“波”,这将导致各点的非线性折射率也不相等。这时无论正向光还是反向光都对非线性折射率有贡献,我们也无法区分自相位调制和交叉相位调制。这样,非线性相移既不与长度成正比,也不与功率成正比。由于驻波的节距是与折射率相关的,而折射率又与驻波的波峰波节位置(即节距)有关,两个因素搅在一起,使问题变得十分复杂和困难。本文将对这一问题作深入研究。关于非线性驻波效应,据作者所知,还未见有文献研究过。

2 理 论

考虑无限大的均匀分布的非线性介质,其坐标系如图 4 所示。在其内传输着两个相反方向的平面波 $E_1(x)$ 和 $E_2(x)$ 。假定两个波的偏振方向都相同,干涉的结果得到总的场强为

$$E(x) = E_1(x) + E_2(x), \quad (1)$$

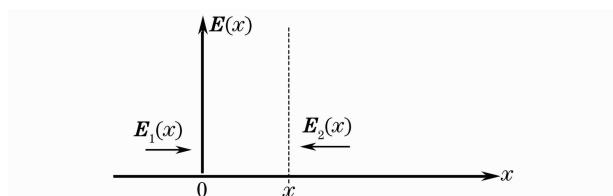


图 4 非线性介质中传输的两方向相反的光

Fig. 4 Bi-directionally propagating light beams in nonlinear medium

其中由于折射率不是常数,所以相移只能写为积分形式,即

$$\mathbf{E}_1(x) = \mathbf{E}_1(0) \exp \left[i \int_0^x k_0 n_{\text{eff}}(x) dx \right], \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_2(x) = \mathbf{E}_2(0) \exp \left[-i \int_0^x k_0 n_{\text{eff}}(x) dx \right], \quad (3)$$

其中有效折射率包括线性和非线性两部分

$$n_{\text{eff}}(x) = n_0 + n_2 |\mathbf{E}(x)|^2, \quad (4)$$

n_0 为线性折射率, n_2 为非线性折射率系数。在(1)~(4)式中, 只有 3 个未知量, 故可以求解。

2.1 功率演化

首先求光强 $|\mathbf{E}(x)|^2$ 沿 x 方向的分布。从

$$|\mathbf{E}(x)|^2 = \frac{2(a^2 - b^2)/n_2}{[2a + (a - b)\tan^2(\Delta\varphi/2)] + [(a - b)\tan^2(\Delta\varphi/2) - 2b]\cos 2\theta + 2q(a - b)\tan(\Delta\varphi/2)\sin 2\theta} - \frac{n_0}{n_2}, \quad (6)$$

其中 $\theta = k_0 \sqrt{a^2 - b^2} x$ 。

(6)式过于复杂, 不失一般性, 考虑适当的选取坐标系, 使得 $\Delta\varphi=0$ 。(注意, 不可使 $\Delta\varphi=\pi$, 因为这样导致在确定待定常数时无解)。于是, (6)式化为

$$|\mathbf{E}(x)|^2 = \frac{(a^2 - b^2)/n_2}{a - b\cos 2\theta} - \frac{n_0}{n_2}, \quad (7)$$

进一步, 定义

$$A = [n_2(E_1^2 - E_2^2)^2 + n_0(E_1^2 + E_2^2)], \quad (8)$$

$$B = 2n_0 E_1 E_2, \quad (9)$$

$$C = [n_0 + n_2(E_1^2 + E_2^2)], \quad (10)$$

$$D = 2n_2 E_1 E_2, \quad (11)$$

则(6)式化为

$$|\mathbf{E}(x)|^2 = \frac{A + B\cos 2\theta}{C - D\cos 2\theta}. \quad (12)$$

如果定义波腹和波节处的折射率分别为

$$n_{\text{max}} = n_0 + n_2 |\mathbf{E}(x)|_{\text{max}}^2, \quad (13)$$

$$n_{\text{min}} = n_0 + n_2 |\mathbf{E}(x)|_{\text{min}}^2, \quad (14)$$

则

$$\theta = k_0 \sqrt{n_{\text{max}} n_{\text{min}}} x = 2\pi \sqrt{n_{\text{max}} n_{\text{min}}} (x/\lambda), \quad (15)$$

(7)~(15)式全面描述了驻波的功率分布。

1) 当 $\theta = k\pi, k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ 时, 或者 $x = k\lambda/(2\sqrt{n_{\text{max}} n_{\text{min}}}), k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ 时, 功率达到最大值(波腹)

$$|\mathbf{E}(x)|_{\text{max}}^2 = (E_1 + E_2)^2. \quad (16)$$

2) 当 $\theta = k\pi + \pi/2, k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ 时, 或者 $x = (k/2 + 1/4)\lambda/\sqrt{n_{\text{max}} n_{\text{min}}}, k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ 时, 功率达到最小值(波节)

$$|\mathbf{E}(x)|_{\text{min}}^2 = (E_1 - E_2)^2. \quad (17)$$

(1)~(4)式可得

$$|\mathbf{E}(x)|^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \times \cos \left[(\varphi_1 - \varphi_2) + 2k_0 n_0 x + 2 \int_0^x k_0 n_2 |\mathbf{E}(x)|^2 dx \right], \quad (5)$$

其中 E_1 与 E_2 分别是 $\mathbf{E}_1(0)$ 与 $\mathbf{E}_2(0)$ 的幅度, φ_1 与 φ_2 分别是 $\mathbf{E}_1(0)$ 与 $\mathbf{E}_2(0)$ 的相位。(5)式描述了光功率 $|\mathbf{E}(x)|^2$ 沿 x 方向的变化, 而且呈现一定的周期性。但(5)式是一个超越积分方程, 要解这个方程需要一定的数学技巧, 经过复杂的推导, 得到 $|\mathbf{E}(x)|^2$ 的演化公式:

3) 由(16)式与(17)式立即得到功率驻波比为

$$\eta = \frac{|\mathbf{E}(x)|_{\text{max}}^2}{|\mathbf{E}(x)|_{\text{min}}^2} = \frac{(E_1 + E_2)^2}{(E_1 - E_2)^2}. \quad (18)$$

4) 令 $2k_0 \sqrt{a^2 - b^2} \Lambda = 2\pi$, 于是空间周期(节距)为

$$\Lambda = \lambda / (2 \sqrt{n_{\text{max}} n_{\text{min}}}). \quad (19)$$

与线性介质的节距 $\Lambda = \lambda/2n_0$ 相比, 由于非线性的存在, 使得当 $n_2 > 0$ 时节距变短, 当 $n_2 < 0$ 时节距变长。(其中系数 1/2 是由于功率的驻波周期比光场周期差 1/2)。如果引入节距等效折射率的概念, 则它等于最大折射率与最小折射率的几何平均数。

特例一, 两个方向的幅度相等, 即若 $E_1 = E_2 = E_0$, 则可得到

$$|\mathbf{E}(x)|^2 = \frac{2n_0 E_0^2 (1 + \cos 2\theta)}{n_0 + 2n_2 E_0^2 (1 - \cos 2\theta)}. \quad (20)$$

特例二, 没有反方向的光, 即若 $E_2 = 0$, 则可得到

$$|\mathbf{E}(x)|^2 = E_1^2, \quad (21)$$

它变成了行波。

2.2 非线性相移

根据(2)式与(3)式, 可知正向光与反向光的相移都包括线性相移和非线性相移两部分, 其中非线性相移为

$$\varphi_N(x) = k_0 n_2 \int_0^x \frac{A + B\cos 2\theta}{C - D\cos 2\theta} dx, \quad (22)$$

经过复杂的运算, 可以得到该积分的解析形式, 为

$$\varphi_N(x) = \frac{D}{C} \arctan \frac{\tan \theta}{q} + \frac{B}{C} n_2 k_0 x, \quad (23)$$

其中 $q^2 = n_{\text{min}}/n_{\text{max}}$ 。由(23)式可知, 非线性相移并

不与长度成简单的线性关系。它包括一个线性项 Bn_2k_0x/C , 和非线性项 $(D/C)\arctan[(\tan \theta)/q']$ 。同时, 无论是线性项还是非线性项, 都与 E_1E_2 乘积有关, 因此无法分成与 E_1 或者 E_2 单独有关的项。这意味着, 这时的非线性相移不能够分解成自相位调制和交叉相位调制两项。

2.3 场强分布

有了功率分布和非线性相移之后, 利用(1)~(3)式可以比较容易地确定光场的分布。首先, 考虑它们是偏振方向相同的线偏振, 且初相位相同。这样, 将(2)式与(3)式改写标量形式:

$$E_1(x) = E_1 \exp\{i[k_0 n_0 x + \varphi_N(x)]\}, \quad (24)$$

$$E_2(x) = E_2 \exp\{-i[k_0 n_0 x + \varphi_N(x)]\}, \quad (25)$$

将它们代入(2)式, 可得到合成光场的标量形式:

$$\begin{aligned} \dot{E}(x) = & E_1 \exp\{i[k_0 n_0 x + \varphi_N(x)]\} + \\ & E_2 \exp\{-i[k_0 n_0 x + \varphi_N(x)]\}. \end{aligned} \quad (26)$$

下一步工作是将其写成幅度和相位的形式:

$$\dot{E}(x) = E(x) \exp[i\varphi(x)]$$

经过繁复的运算得

$$\begin{aligned} E^2(x) = & (E_1^2 + E_2^2) + 2E_1E_2 \times \\ & \cos\left[2\left(\frac{D}{C}\arctan\frac{\tan\theta}{q'} + \frac{n_0 n_{\max}}{C}k_0x\right)\right], \end{aligned} \quad (27)$$

(27)式与(12)式虽然是从不同的角度得到的, 但是理论上它们是一致的。在使用时, 可以采用两个中的任何一个。

合成光场的相位分布为

$$\varphi(x) = \arctan\left[\frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}\tan(k_0 n_0 x + \varphi_N)\right], \quad (28)$$

将非线性相移的(23)式代入到(28)式, 得到

$$\begin{aligned} \varphi(x) = & \arctan\left[\frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}\tan\left(\frac{D}{C}\arctan\frac{\tan\theta}{q'} + \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{n_0 n_{\max}}{C}k_0x\right)\right], \end{aligned} \quad (29)$$

于是合成光场为

$$\begin{aligned} \dot{E}(x) = & \sqrt{(E_1^2 + E_2^2) + 2E_1E_2 \cos\left[2\left(\frac{D}{C}\arctan\frac{\tan\theta}{q'} + \frac{n_0 n_{\max}}{C}k_0x\right)\right]} \\ & \exp\left\{i \arctan\left[\frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}\tan\left(\frac{D}{C}\arctan\frac{\tan\theta}{q'} + \frac{n_0 n_{\max}}{C}k_0x\right)\right]\right\}, \end{aligned} \quad (30)$$

或者

$$\dot{E}(x) = \sqrt{\frac{A + B\cos 2\theta}{C - D\cos 2\theta}} \exp\left\{i \arctan\left[\frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}\tan\left(\frac{D}{C}\arctan\frac{\tan\theta}{q'} + \frac{n_0 n_{\max}}{C}k_0x\right)\right]\right\}. \quad (31)$$

2.4 $\Delta\varphi \neq 0$ 的情形

在很多情况下, 坐标原点并不处于波腹处, 为此需要进行坐标变换。考虑 $x' = x - L$, 相当于坐标平移了 L 。在 $x' = 0$ 处 $x = L$, 正向光 $E_1(x)$ 的相位为 $\varphi_1 = k_0 n_0 L + \varphi_N(L)$, 经过运算后得到

$$\varphi_1 = \frac{D}{C}\arctan\frac{\tan\theta(L)}{q'} + \frac{n_0 n_{\max}}{C}k_0L, \quad (32)$$

同理, 反向光 $E_2(x)$ 的相位为

$$\varphi_2 = -\frac{D}{C}\arctan\frac{\tan\theta(L)}{q'} - \frac{n_0 n_{\max}}{C}k_0L, \quad (33)$$

于是

$$\Delta\varphi = 2\left[\frac{D}{C}\arctan\frac{\tan\theta(L)}{q'} + \frac{n_0 n_{\max}}{C}k_0L\right]. \quad (34)$$

下面的工作是如何从(34)式中已知 $\Delta\varphi$ 的情况下, 求出平移距离 L 。但是, (34) 式没有解析形式的解, 所以不得不依靠数值计算。假定此时 $L = L(\Delta\varphi)$ 已经解出, 并记

$$\varphi_0 = k_0 \sqrt{n_{\max}n_{\min}}L = \varphi_0(\Delta\varphi),$$

可得

$$\theta = \theta'(x') - \varphi_0,$$

进而得到功率分布为

$$|E(x')|^2 = \frac{A + B\cos\{2[\theta'(x') - \varphi_0(\Delta\varphi)]\}}{C - D\cos\{2[\theta'(x') - \varphi_0(\Delta\varphi)]\}}, \quad (35)$$

非线性相移为

$$\varphi_N(x) = \frac{D}{C}\arctan\left\{\frac{1}{q'}\tan\left[\theta' - \varphi_0 + \frac{B}{C}n_2k_0(x' - L)\right]\right\}, \quad (36)$$

这就是当坐标原点不在波腹处的功率分布与非线性相移的表达式。

3 仿真计算

3.1 弱非线性介质

考虑坐标原点处在波腹的情形。在(12)式的分母中, 系数 $D = 2n_2E_1E_2$ 要产生影响, 应该在 $0.1n_0$ 的数量级上。因此, 对于不同的非线性介质, 所要求的光功率是不同的。例如, 对于石英光纤 $n_2 \approx 2.2 \times$

$10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, 所要求的场强 E 要达到 $50 \times 10^9 \text{ V/m}$ 以上。由于能流密度 $S = E^2/R$, 其中 R 为介质中的波阻抗, $R = R_0/n_0$, 约为 258Ω 。所以要求的光功率达到 100 kW 以上。因此, 在这类弱非线性介质中可近似认为 $D \approx 0$, 于是, (12) 式近似化为

$$E^2(x) \approx E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(2k_0 \sqrt{n_{\max}n_{\min}}x). \quad (37)$$

这一结果表明, 在弱非线性介质中, 所形成的驻波与线性介质在性质上没有什么不同, 唯一的差别是节距会随着注入的功率变化而变化。

3.2 强非线性介质

已经发现很多介质具有很强的非线性, 表 1 列出了某些介质的非线性折射率系数, 这些参数依次来自于文献[10~21]。

表 1 若干材料的非线性折射率系数

Table 1 Nonlinear index coefficients of some materials

Material	Wavelength /nm	n_2 /(m^2/W)
Photochromic diary-lethenes ($\text{C}_{77}\text{H}_{18}\text{F}_6\text{S}_2$)	533	-7.69×10^{-10}
70GeS ₂ -20Sb ₂ S ₃ -10CsC	850	5.433×10^{-18}
Paraphenylene DH0-PPP	532	9.537×10^{-16}
RuCl ₂ (depe) ₂	532	3.42×10^{-17}
PPV derivative	532	5.55×10^{-10}
5B2B Amorphous molecular material	532	3.18×10^{-16}
CuCl-doped sodium borosilicate glasses	1333	3.3×10^{-20}
Er-doped fiber (3×10^{-4})	514	3.6242×10^{-13}
CaCu ₃ Ti ₄ O ₁₂ film	532	5.0×10^{-13}
PPQ organic polymer film	610	7×10^{-16}
YVO4	532	-5.17×10^{-16}

对某些参数下计算结果为, 线性折射率为 1.39, 非线性折射率系数为 5.55×10^{-10} , 光斑半径为 $10 \mu\text{m}$, 有效截面为 $50 \mu\text{m}^2$ 正向光强与反向光强相等, 即 $E_1 = E_2$ 。

图 5~图 7 分别是单向(正向或反向)功率为 0.001, 0.01, 0.05, 0.1, 0.5 和 1 W 时, 在长度为两个波长范围内的场强平方(功率)分布。由图可见, 随着介质中功率的增加, 节距不断变小, 且分布函数的形式逐渐从余弦过渡到尖脉冲形式。

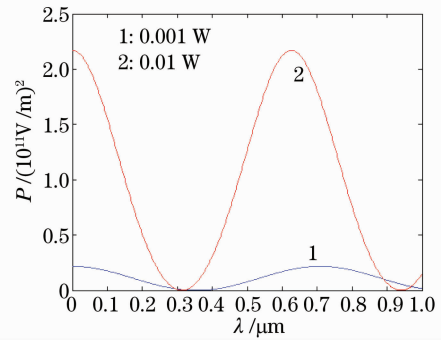


图 5 单向功率为 0.001 W 与 0.01 W 时的功率分布
Fig. 5 Power distribution for single-direction power
0.001 W and 0.01 W

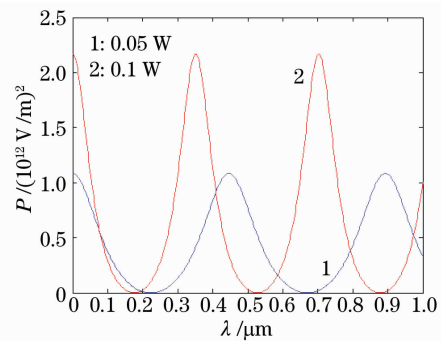


图 6 单向功率为 0.05 W 与 0.1 W 时的功率分布
Fig. 6 Power distribution for single-direction power
0.05 W and 0.1 W

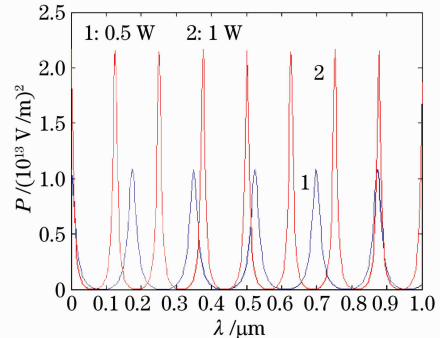


图 7 单向功率为 0.5 W 与 1 W 时的功率分布
Fig. 7 Power distribution for single-direction power
0.5 W and 1 W

图 8~图 10 分别是单向(正向或反向)功率为 0.001, 0.01, 0.05, 0.1, 0.5 和 1 W 时, 在长度为两个波长范围内的非线性相移的分布。由图可见, 随着介质中功率的增加, 非线性相移由原来的直线变成曲线。也就是说, 在强非线性介质中, 非线性相移不再与距离成正比。

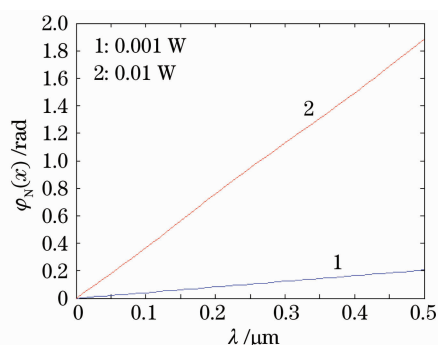


图 8 单向功率为 0.001 W 与 0.01 W 时的非线性相移
Fig. 8 Nonlinear phase shift distribution for single-direction power 0.001 W and 0.01 W

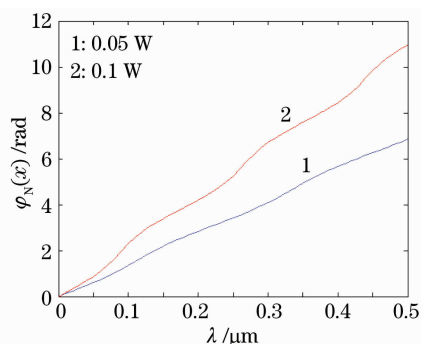


图 9 单向功率为 0.05 W 与 0.1 W 时的非线性相移
Fig. 9 Nonlinear phase shift distribution for single-direction power 0.05 W and 0.1 W

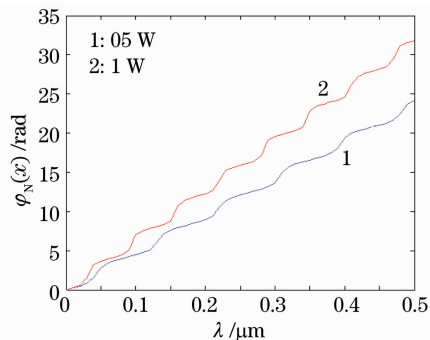


图 10 单向功率为 0.5 W 与 1 W 时的非线性相移
Fig. 10 Nonlinear phase shift distribution for single-direction power 0.5 W and 1 W

4 结 论

本文对于激光器、放大器以及各种非线性介质中的非线性驻波进行了深入研究,得到了非线性驻波的功率分布、节距、驻波比、光场分布以及行波非线性相移分布的解析表达式,进行了仿真计算。结果表明,当非线性较弱时,功率仍然呈余弦分布,但是节距会随着功率的增大而变小,并正比于最大和

最小折射率的几何平均值,可称为节距调制现象;其非线性相移基本与距离成正比。当非线性较强时,不仅节距会变化,而且功率分布函数的曲线形式,将从余弦形式过渡到周期性尖脉冲的形式,可称为驻波波形调制现象;其非线性相移不再与距离成正比,变成一条单增的周期性曲线。由于激光器和放大器的驻波性质直接影响到其谐振腔的选频特性,从而影响其输出光谱,因此本文的工作对于高功率的激光器、选频放大器、非线性开关等器件的研究,都有重要的指导意义。

参 考 文 献

- Li Lijun, Fan Wande, Fu Shenggui *et al.*. Yb²⁺-doped double-clad fiber laser with frequency selecting by double-clad fiber Bragg grating[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(1): 55~58
李丽君, 范万德, 付圣贵 等. 双包层光纤光栅选频双包层光纤激光器[J]. *光学学报*, 2005, **25**(1): 55~58
- Wu Bo, Liu Yongzhi, Zhang Qianshu *et al.*. High efficient narrow linewidth fiber laser based on fiber grating Fabry-Perot cavity[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(3): 350~353
伍波, 刘永智, 张谦述 等. 基于光纤光栅法布里-珀罗腔的高效窄线宽光纤激光器[J]. *中国激光*, 2007, **34**(3): 350~353
- Zhang Zuxing, Ye Zhiqing, Wu Jian *et al.*. Multiwavelength fiber laser with symmetrical nonlinear optical loop mirror[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(s1): 408~411
张祖兴, 叶志清, 伍剑 等. 基于对称非线性光纤环境的多波长光纤激光器[J]. *光学学报*, 2009, **29**(s1): 408~411
- Liu Yang, Feng Xinhuan, Dong Xiaoyi. Progress in room-temperature stable multi-wavelength fiber laser technologies[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(7): 883~894
刘艳格, 冯新焕, 董孝义. 室温稳定多波长光纤激光器技术的研究新进展[J]. *中国激光*, 2007, **34**(7): 883~894
- H. P. Tian, J. P. Tian, Y. F. Ji. Bright and dark solitons in quadratic nonlinear periodic structures and application to an all-optical logic gate[J]. *J. Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2007, **40**(7): 1391~1402
- David M. Lai, C. H. Kwok, Kenneth K. Wong. All-optical picoseconds logic gates based on a fiber optical parametric amplifier[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(22): 18362~18370
- Andrea Locatelli, Daniele Modotto, Costantino De Angelis. Nonlinear bidirectional beam propagation method based on scattering operators for periodic microstructured waveguides[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(8): 1724~1731
- Liu Jianguo, Kai Guiyun, Xue Lifang *et al.*. A all-optical switching based on highly nonlinear photonic crystal fiber Sagnac loop mirror[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(2): 941~945
刘建国, 开桂云, 薛力芳 等. 基于高非线性光子晶体光纤环镜的全光开关[J]. *物理学报*, 2007, **56**(2): 941~945
- Tao Ying, Wu Chongqing. Effect of counter cross-phase modulation on nonlinear optical loop mirror[J]. *Acta Electronica Sinica*, 2001, **29**(5): 711~714
陶滢, 吴重庆. NOLM 中反向交叉相位调制作用分析[J]. *电子学报*, 2001, **29**(5): 711~714
- Yang Guang, Pu Shouzhi, Yang Tianshe *et al.*. Optical properties and optical limiting effect of photochromic diarylethenes[J]. *Acta Scientiarum Naturalium Universitatis Nankaiensis*, 2007, **40**(5): 63~67
杨光, 蒲守智, 杨天赦 等. 二芳基乙烯化合物的光学性质和光

- 限幅效应[J]. 南开大学学报, 2007, **40**(5): 63~67
- 11 Dai Shixun, Xu Tiefeng, Nie Qihua *et al.*. Z-scan measurement of third-order nonlinear optical properties of 70GeS₂-20Sb₂S₃-10CsCl glass[J]. *J. Wuhan University of Technology*, 2007, **29**(5): 25~28
戴世勋, 徐铁峰, 聂秋华等. Z扫描方法测量 70GeS₂-20Sb₂S₃-10CsCl 玻璃三阶非线性研究[J]. 武汉理工大学学报, 2007, **29**(5): 25~28
- 12 Gao Chao, Wu Hongcai, Li Baoming *et al.*. Research on third order nonlinear optical properties of a soluble poly (Paraphenylene) derivative[J]. *J. Xi'an Jiaotong University*, 2005, **39**(4): 421~424
高潮, 吴洪才, 李宝铭等. 一种可溶性聚对苯衍生物三阶非线性光学性能研究[J]. 西安交通大学学报, 2005, **39**(4): 421~424
- 13 Han Yaping, Chang Qing. Optical nonlinear properties of inorganic compound RuCl₂(depe)₂[J]. *Journal Harbin Univ. Sci. and Tech.*, 2004, **9**(4): 134~136
韩亚萍, 常青. 无机化合物 RuCl₂(depe)₂ 光学非线性研究[J]. 哈尔滨理工大学学报, 2004, **9**(4): 134~136
- 14 Li Xia, Hou Xun, Yao Baoli *et al.*. Measurement of nonlinear refractive index in PPV derivative/chloroform solution[J]. *Laser Technology*, 2004, **28**(4): 410~413
李霞, 侯洵, 姚保利等. 对 PPV 衍生物非线性折射率的测量[J]. 激光技术, 2004, **28**(4): 410~413
- 15 Zhou Jun, Jia Zhen. Nonlinear optical refractive and absorption properties of a novel amorphous molecular material[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(11): 1332~1335
周骏, 贾振. 一种新型非晶态分子材料的非线性光学折射率和吸收特性[J]. 光子学报, 2003, **32**(11): 1332~1335
- 16 Xiang Weidong. Non-linear optical property and sol-gel preparation of CuCl-doped sodium borosilicate glasses[J]. *J. Inorganic Materials*, 2003, **18**(1): 39~44
向卫东, 掺杂 CuCl 钠硼硅玻璃的溶胶-凝胶方法制备及非线性光学性质[J]. 无机材料学报, 2003, **18**(1): 39~44
- 17 Liang Quanting, Zhang Yongliang, Zhong Huandong *et al.*. Measurement of the nonlinear refractive index of erbium doped fiber by interference technology[J]. *Acta Photonica Sinica*, 1996, **25**(8): 736~739
梁铨廷, 张永良, 钟环东等. 干涉法测量掺铒光纤的非线性折射率[J]. 光子学报, 1996, **25**(8): 736~739
- 18 Chen Aiping, Li Wei, Gu Jun *et al.*. Study on optical properties in high dielectric constant CaCu₃Ti₄O₁₂ thin films[J]. *J. Sichuan University*, 2005, **42**: 283~285
陈爱平, 李伟, 顾骏等. 高介电材料 CaCu₃Ti₄O₁₂ 薄膜光学性能的研究[J]. 四川大学学报, 2005, **42**: 283~285
- 19 Zhao Yingqiao, Zhu Heyuan, Liu Jianhua *et al.*. Observation of nonlinear effects in organic polymer film by the meaning of F-P effect[J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, **18**(8): 1030~1033
赵应桥, 朱鹤元, 刘建华等. 利用法布里-珀罗效应研究 PPQ 共轭有机聚合物薄膜中的非线性光学效应[J]. 光学学报, 1998, **18**(8): 1030~1033
- 20 Cui Chuanpeng, Zhang Yudong, Zhuang Xinxin *et al.*. Z-scan measurement of nonlinear refractive indexes of YVO₄ crystal[J]. *Chinese J. Lasers*, 1999, **A26**(2): 145~147
崔传鹏, 张雨东, 庄欣欣等. 用 Z-SCAN 方法测钽酸钇的三阶非线性折射率[J]. 中国激光, 1999, **A26**(2): 145~147