

文章编号: 0253-2239(2006)09-1387-5

非线性管理光纤光栅中的调制不稳定性研究*

蔡汪洋 文双春 陈 林

(湖南大学计算机与通信学院通信工程系, 长沙 410082)

摘要: 基于非线性耦合模方程,研究了非线性管理光纤光栅中的调制不稳定性,得到了调制不稳定性的色散关系。与常规的非线性光纤光栅相比,在非线性管理光纤光栅中,克尔非线性的变化改变了调制不稳定性增益谱的谱宽和幅度,并导致新的不稳定性区域的出现:在反常色散区,原来关于零波数对称的两个旁瓣随着克尔非线性变化的增加其增益幅度递减至零,在经历了一段无增益区域之后,又逐渐形成了在零波数附近区域的一个新的单峰;而在正常色散区,除了原来的两个增益区域之外,零波数附近出现了新的增益区,增益的幅度随克尔非线性变化的增加而递增。可见,非线性管理光纤光栅给调制不稳定性的产生提供了更多的空间。

关键词: 非线性光学; 调制不稳定性; 耦合模方程; 非线性管理光纤光栅

中图分类号: O437 文献标识码: A

Modulation Instability in Fiber Grating with Nonlinearity Management

Cai Wangyang Wen Shuangchun Chen Lin

(Department of Communication, School of Computer and Communication, Hunan University, Changsha 410082)

Abstract: Modulation instability in fiber grating with nonlinearity management is studied based on the nonlinear coupled-mode equations. The dispersion relation for modulation instability is obtained. Compared with normal nonlinear fiber grating, in the fiber grating with nonlinearity management the variance of Kerr nonlinearity alters the spectral width and amplitude of the gain spectrum for modulation instability, and leads to the occurrence of new ranges of instability. In the anomalous dispersion regime, the gain amplitude of two distinct sidelobes originally on either side of the zero wave number diminishes to zero as the variance of Kerr nonlinearity increases, and a new single peak around zero wave number appears gradually after a region of zero gain; while in the normal dispersion regime, besides the original two gain regions, a new gain region occurs around the zero wave number region, and its gain amplitude increases as the nonlinearity management coefficient augments. As a result, the fiber grating with nonlinear management provides a larger space for the generation of modulation nonlinearity.

Key words: nonlinear optics; modulation instability; coupled-mode equations; fiber gratings with nonlinearity management

1 引 言

调制不稳定性是自然界中一种很普遍的现象,与孤子现象密切相关,在非线性光学、流体力学以及等离子物理等方面都得到了广泛的研究。在光纤中,调制不稳定性是由光纤的非线性和色散效应之间的相互作用导致的对稳态的调制^[1~7]。当非线性和群速度色散作用相反的时候,也就是说正的非线性在反常色散区,负的非线性在正常色散区,其相互作用会导致调制不稳定性的产生。这种不稳定性表现为将连

续或准连续波分裂成一系列的超短脉冲。近年来,光纤布拉格光栅中光脉冲的传输得到了众多研究者的关注。1996年,在实验中面容到光纤光栅中布拉格孤子的形成^[8],对光纤光栅中正常色散和反常色散区的调制不稳定性也有很多的研究工作报导^[9]。实验观测到,在切趾光栅中,利用光栅的调制不稳定性效应可以产生重复的超短脉冲串^[10,11]。除了时间域的不稳定性,克尔非线性介质光栅的时空不稳定性也得到了深入的研究^[12]。已有的研究工作考虑了有限长

* 国家自然科学基金(10576012)和教育部高等学校博士点基金(20040532005)资助课题。

作者简介: 蔡汪洋(1981~),女,湖南大学计算机与通信学院硕士,主要从事光纤通信和光传输方面的研究。

E-mail: scwen@vip.sina.com

导师简介: 文双春(1966~)男,湖南祁阳人,湖南大学计算机与通信学院教授,主要从事非线性光学、光纤通信等研究。

E-mail: scwen@vip.sina.com

收稿日期: 2005-09-01; 收到修改稿日期: 2006-01-18

的周期性介质的连续波的稳定解^[13,14],无限长周期性介质中当频率落在光子带隙边缘的稳定性^[15],以及关于任意频率情况下的调制不稳定性^[9]。这些工作所讨论的光栅中的非线性都是单纯正的非线性效应或者单纯负的非线性效应。最近,Brzozowski 和 Pelinovsky 等^[16~18]提出了光学光栅中非线性管理的概念,这种非线性管理基于不同的层具有相反符号的非线性系数,也就是说,沿光栅的传输方向正、负非线性系数层交替出现,由此产生强的非线性效应。而正负非线性系数取决于光栅的材料和入射的波长,两者的作用使得光栅中的折射率随着光强呈现递增或者递减的趋势,从而导致了不同层间相反非线性系数的产生^[16~18]。Senthilnathan 等^[19]进一步研究了基于这种非线性管理模型的光纤布拉格光栅中的亮孤子和暗孤子现象。非线性管理光栅不仅描述了平均克尔非线性效应的作用,同时也描述了光栅中层与层之间克尔非线性效应变化所带来的影响,是比传统光栅更为普适的模型。本文考虑非线性管理光栅中的调制不稳定性。与前人工作不同,因为在这种光栅中非线性变化比较大,强的非线性导致了与普通光栅不同的特性。我们从完整的非线性耦合模方程出发,利用线性稳定性分析得到了光栅中的调制波所满足的色散关系,在此基础上着重讨论了非线性管理光栅中非线性效应的变化对光栅中的调制不稳定性的影响。

2 理论模型及调制不稳定性色散关系

非线性管理布拉格光栅中前向 (E_+) 和后向 (E_-) 传输的慢变包络满足如下非线性耦合模方程组^[19]:

$$\pm i \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} + i \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} + \kappa E_{\mp} + \alpha (|E_{\pm}|^2 + 2|E_{\mp}|^2) E_{\pm} + \beta [2|E_{\pm}|^2 + |E_{\mp}|^2] E_{\pm} + E_{\pm}^2 E_{\mp}^* = 0, \quad (1)$$

式中 z 和 t 分别是传输距离和时间, κ 是耦合系数,描述每单位长度的光栅作用的强弱, α 表示在光栅中的平均非线性克尔效应, β 表示层与层之间的非线性克尔效应的变化。注意到在线性耦合项, 方程(1)包括所有阶的色散。

方程(1)的连续波的解为

$$E_+ = \frac{U}{\sqrt{1+f^2}} \exp[i(Qz - \Omega t)] \equiv U_+ \exp[i(Qz - \Omega t)], \quad (2a)$$

$$E_- = \frac{Uf}{\sqrt{1+f^2}} \exp[i(Qz - \Omega t)] \equiv U_- \exp[i(Qz - \Omega t)], \quad (2b)$$

式中 U 是不随光栅长度变化的常数, $U_+ = \sqrt{P_0/(1+f^2)}$, $U_- = \sqrt{P_0/(1+f^2)}f$ 。总能量为 $P_0 = U^2 = U_+^2 + U_-^2$, 引入参量 f 来描述总能量在前向波和后向波的分配情况, 其取值可正可负。由(2)式可以得到

$$\begin{aligned} \Omega &= -\frac{\kappa(1+f^2)}{2f} - \frac{3\alpha U^2}{2} - \beta \frac{U^2(f^4 + 6f^2 + 1)}{2f(1+f^2)}, \\ Q &= -\frac{\kappa(1-f^2)}{2f} - \frac{\alpha U^2}{2} \frac{1-f^2}{1+f^2} - \beta \frac{U^2(1-f^4)}{2(1+f^2)}, \end{aligned} \quad (3)$$

从(3)式可以看到, α 和 β 都与光栅中的功率有关, 而 f 则给出了在色散关系曲线上的位置。在线性极限 ($\alpha \rightarrow 0, \beta \rightarrow 0$) 情况下, $f < 0$ 对应于色散关系曲线的上支, 而 $f > 0$ 对应于色散关系曲线的下支。类似的, $|f| < 1$ 对应于波的前向传输, 而 $|f| > 1$ 对应于波的后向传输。光子带隙下支的边缘对应于 $f = 1$, 上支的边缘对应于 $f = -1$ 。群速度 $v = d\Omega/dQ$ 用 f 表示为

$$v = (1-f^2)/(1+f^2), \quad (4)$$

由此, $\pm f$ 导致了相同的群速度, 但是在色散关系不同支上, f 和 f^{-1} 得到相反的群速度。

在连续波解上加上小的微扰, 考虑在什么情况下会造成不稳定性增长。设微扰形式的解为

$$E_{\pm} = [U_{\pm} + \epsilon_{\pm}(z, t)] \exp[i(Qz - \Omega t)], \quad (5)$$

其中微扰(复数) ϵ_{\pm} 非常小, ϵ_{\pm}^2 以及更高次项都可以省略不予考虑。将试解(5)代入方程组(1), 利用(3)并将之线性化, 可以发现 ϵ_{\pm} 满足线性偏微分方程组:

$$i \frac{\partial \epsilon_+}{\partial z} + i \frac{\partial \epsilon_+}{\partial t} + \kappa \epsilon_- - \kappa f \epsilon_+ + G[(\epsilon_+ + \epsilon_+^*) + 2f(\epsilon_- + \epsilon_-^*)] + H[2\epsilon_- + \epsilon_-^* + f(\epsilon_+ + 2\epsilon_+^*) + f^2(2\epsilon_- + \epsilon_-^*) - f^3\epsilon_-] = 0, \quad (6a)$$

$$-i \frac{\partial \epsilon_-}{\partial z} + i \frac{\partial \epsilon_-}{\partial t} + \kappa \epsilon_+ - \kappa f^{-1} \epsilon_- + G[2f(\epsilon_+ + \epsilon_+^*) + f^2(\epsilon_- + \epsilon_-^*)] + H[2\epsilon_+ + \epsilon_+^* + f(\epsilon_- + 2\epsilon_-^*) + f^2(2\epsilon_+ + \epsilon_+^*) - \epsilon_-/f] = 0, \quad (6b)$$

式中 * 表示复共轭, G 和 H 分别为

$$G = \frac{\alpha U^2}{1 + f^2}, \quad H = \frac{\beta U^2}{1 + f^2}, \tag{7}$$

表示光栅中功率的传播。

将微扰表示为平面波解：

$$\epsilon_{\pm}(z, t) = b_{\pm}^R \cos(qz - \omega t) + ib_{\pm}^I \sin(qz - \omega t), \tag{8}$$

其中 $b_{\pm}^{R,I}$ 为常数, 将(8)代入(7)得到关于系数 b 的四个相似的线性代数方程。只有 4×4 行列式组成的系数矩阵为零时, 这组方程才有有效解, 由这个条件可以推出下面的色散关系式：

$$(\omega^2 - q^2)^2 + m_1(\omega - q)^2 + m_2(\omega + q)^2 + m_3(\omega^2 - q^2) + m_4(\omega - q) + m_5(\omega + q) + c = 0, \tag{9}$$

其中

$$\begin{aligned} m_1 &= (f^2 G + 2fH)^2 - (f^2 G + fH - H/f - \kappa/f)^2, \\ m_2 &= (G + 2fH)^2 - [G + f(1 - f^2)H - f\kappa]^2, \\ m_3 &= -(5 + 11f^2 + 6f^4)H^2 - [(6 + 8f^2)fG + 8(1 + f^2)\kappa]H - 8f\kappa G - 2\kappa^2, \\ m_4 &= -(1/f + 4f + 3f^3)H^3 - [(2 + 3f^2 + f^4)G + (1/f + 3f)\kappa]H^2 - (2 + f^2)\kappa GH, \\ m_5 &= f(3 + 4f^2 + f^4)H^3 + [(1 + 3f^2 + 2f^4)G + f(3 + f^2)\kappa]H^2 + (1 + 2f^2)\kappa GH, \\ c &= -2(3 + 5f^2 + 5f^4 + 3f^6)H^4 - [(1/f + 10f + 18f^3 + 10f^5 + f^7)G + 2(5 + 6f^2 + 5f^4)\kappa]H^3 - \\ &\quad 2[3f^2(1 + f^2)G^2 + (1/f + 7f + 3f^2 + 7f^3 + f^5)\kappa G + 2(1 + f^2)\kappa^2]H^2 - (1/f + 4f + f^3)\kappa^2 GH, \end{aligned}$$

色散关系式(9)给出了频率 ω 与波数 q 的关系, c 为常数部分。当不考虑非线性效应的变化即 β 取值为零时, 对应于 $H = 0$, 上式所简化的结果就是常规的光纤光栅中调制不稳定性的色散关系式^[9]。色散关系式(9)表明, 稳态的稳定性不仅取决于 α 的大小, 也取决于 β 的大小。注意到 β 取值不为零的时候, 出现了 ω, q 的一次项以及与 H 有关的常数项, 即 $(\omega - q)$ 与 $(\omega + q)$ 两项以及后面的常数部分 c 。这与原来我们所熟知的色散关系式有很大的不同, 它直接导致了调制不稳定性增益谱图的变化。

考虑耦合模方程(1), 利用(9)式将 ω 表示为 q 的函数。由于方程(9)的系数都是实数, 那么它的根是实数或者复共轭对。根的特性决定了连续波解的稳定性: 如果给定的 G, H 和 f 在所有的 q 值下四个根都是实数, 那么连续波解是稳定的; 否则, 如果至少有两个根形成了复共轭对, 那么对应的连续波解是不稳定的。

3 反常色散区和正常色散区的调制不稳定性

由色散关系式(9), 分别研究反常色散区($f < 0$)和正常色散区($f > 0$)的调制不稳定性特性。

3.1 反常色散区 ($f < 0$)

考虑低功率的情况。图 1 所示是功率较小 ($P_0 = 0.2\kappa$), 光栅中平均非线性克尔效应不变

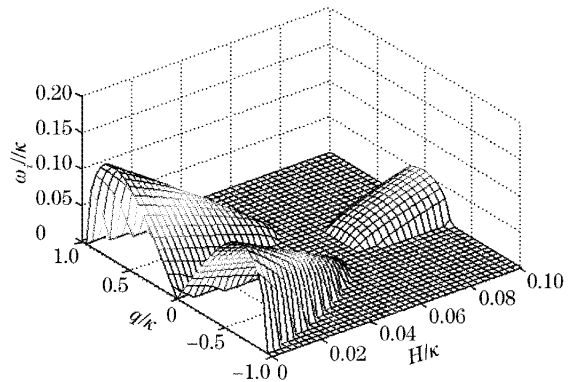


图 1 $f = -0.5, P_0 = 0.2\kappa, G/\kappa = 0.08$ 时的调制不稳定性增益谱图

Fig.1 Gain spectrum in the anomalous dispersion regime, for the following physical parameters:

$$f = -0.5, P_0 = 0.2\kappa, G/\kappa = 0.08$$

($G/\kappa = 0.08$) 时调制不稳定性增益谱图。注意 H 的大小与 β 即光栅中克尔非线性效应的变化有关。由图 1 可知, 当只有平均克尔非线性效应时, 即 $H/\kappa = 0$ 时的增益谱表现为两个沿零波数对称的旁瓣, 在零波数处增益为零。当加入了非线性效应变化以后, 随着参量 H 即非线性克尔效应的变化逐渐增大, 增益谱的谱宽变窄, 增益也逐渐减小, 整个增益谱的曲线形状仍跟 $H/\kappa = 0$ 时的增益谱曲线形状相似, 表现为两个旁瓣, 零波数增益为零。然而, 当 H/κ 增大到一定值(约为 0.06)后, 增益变为零; 继续增加 H/κ 到 0.07 后, 可以发现, 在微扰波数为零的区域

由原来的增益为零逐渐产生了新的增益,形成一个单峰,而原来在零波数两旁的旁瓣却消失了.并且随着 H/κ 的增大,增益增加,谱宽增大.这时非线性克尔效应的变化完全改变了调制不稳定性的产生区域.

另外,从色散关系(9)式中,可以看到 β 取值不为零的时候,出现了 ω, q 的一次项.在低功率的时候,一次项的影响并不大.然而在高功率情况,由于功率的增加,非线性效应的影响也增强,一次项的作用就变得明显了,结果导致了增益谱图的不对称,如图2所示,与原来只有平均非线性克尔效应时相比,增益谱在正波数段和负波数段的增益谱随着非线性克尔效应变化的增大,都先经历了一个短暂的增益增加的过程,然后随着非线性克尔效应作用的增强,增益幅度下降,谱宽逐渐变窄.但是,这种变化的趋势却出现了明显的不对称,这种不对称受非线性克尔效应变化的影响,使正波数段增益减小比负波数段要快,谱宽也比负波数段更窄.可以看到, $H/\kappa = 2$ 时,正波数段增益已经消失为零,而负波数的增益旁瓣仍然存在.

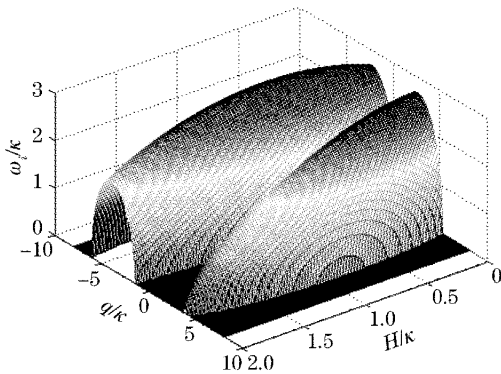


图2 $f = -0.5, P_0 = 10\kappa, G/\kappa = 4$ 时的调制不稳定性的增益谱图

Fig.2 Gain spectrum in the anomalous dispersion regime, for the following physical parameters:

$$f = -0.5, P_0 = 10\kappa, G/\kappa = 4$$

3.2 正常色散区 ($f > 0$)

从色散关系(9)式中,可以看到,与常规光纤光栅中所得到的只有平均克尔非线性效应的色散关系相比,出现了许多 f 的奇次项,正是由于这些 f 奇次项的存在,导致在 $f < 0$ (反常色散区) 和 $f > 0$ (正常色散区) 产生了不同的影响.使得加入了克尔非线性效应变化参量 H 后,增益谱图的变化趋势不同.在反常色散区,随着参量 H 值的增加,增益的变化趋势整体为递减,然后形成单峰递增.然而在正常色散区,随着 H 值的增加,增益的变化趋势是递增的.从如图3中可以看出,当只有平均克尔非线性效

应即 $H/\kappa = 0$ 时,增益谱为左右对称的倒“几”字形曲线,在零波数段附近无增益.在非线性管理情况下,由于非线性效应变化的影响,不仅使增益幅度增大、产生增益的区域远离中心零波数,最重要的是,在原来没有增益的零波数段也产生了增益,形成一个单峰,并且这个零波数段的单峰增益的区域和增益幅度都随着非线性克尔效应变化参量的增大而增加,增益谱图呈现 W 型的形状.从图3中看到,非线性克尔效应变化参量 H/κ 增大到 2 的时候,中心单峰增益谱的范围已经覆盖到从 -10 到 10.同样的,由于 ω, q 的一次项的影响,增益谱出现了关于中心零波数的不对称情况,正波数段的增益增加的幅度比负波数段要大.

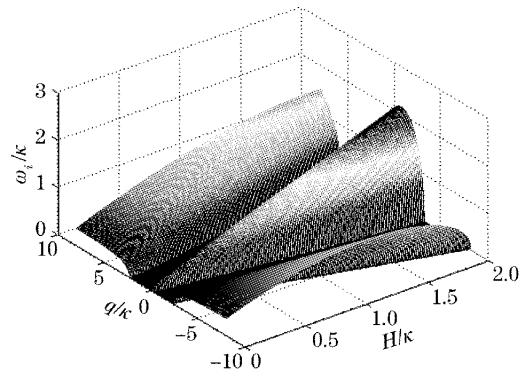


图3 $f = 0.5, P_0 = 1\kappa, G/\kappa = 0.4$ 时的调制不稳定性的增益谱图

Fig.3 Gain spectrum in the normal dispersion regime, for the following physical parameters: $f = 0.5, P_0 = 1\kappa, G/\kappa = 0.4$

图4描述的是正常色散区远离光子带隙边缘时的增益谱,可以看到非线性克尔效应的变化所带来

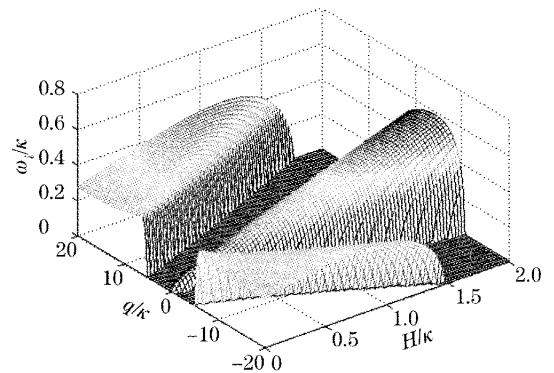


图4 $f = 0.1, P_0 = 1\kappa, G/\kappa = 0.4$ 时的调制不稳定性的增益谱图

Fig.4 Gain spectrum in the normal dispersion regime, for the following physical parameters: $f = 0.1, P_0 = 1\kappa, G/\kappa = 0.4$

的影响与靠近光子带隙时是相似的,在零波数段也出现了一个增益单峰,使得增益谱是由原本为左右对称的倒“几”字形曲线变为了 W 型。只是在远离光子带隙边缘时因非线性克尔效应的变化使增益谱的曲线变得平滑,并且原本左右对称产生增益的旁瓣区域远离中心零波数的速度也增快了。从图 4 中看到,非线性克尔效应变化参量 H/κ 增大到 1.5 的时候,左右两个增益的旁瓣已经远离中心零波数到了 ± 20 附近。

4 结 论

在光纤布拉格光栅中,即使 1 cm 长的光栅,也可以得到非常大的色散。而最近提出的新的非线性管理光纤光栅中,不同的层具有相反符号的非线性系数,由此产生强的非线性效应,这给调制不稳定性的产生提供了更多的空间。本文研究了这种光栅中的调制不稳定性,它不仅涵盖了平均克尔非线性的作用,同时也揭示了光栅中层与层之间克尔非线性效应变化所带来的影响。从加入了非线性变化作用后的非线性耦合模方程出发,理论上得出了非线性管理光纤光栅中的调制不稳定性的色散关系,得到了正常和反常色散区的增益谱特性。从所得到的色散关系式中可以看到,正是由于存在 f 奇次项的影响而导致了这种在正常色散区和反常色散区变化趋势的不同。此外,由于出现了新的关于 ω, q 的一次项,因此在高功率情形下,调制不稳定性增益谱呈现明显的不对称性。

参 考 文 献

- 1 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. 3rd Ed, San Diego; Academic Press, 2001. 88~121
- 2 Xu Wencheng, Luo Aiping, Guo Qi *et al.*. Modulational instability in decreasing dispersion fibers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(10): 1435~1439 (in Chinese)
徐文成, 罗爱平, 郭旗等. 色散缓变光纤中的调制不稳定性分析[J]. *光学学报*, 2000, **20**(10): 1435~1439
- 3 Xu Wencheng, Wen Shuangchun, Liu Songhao *et al.*. Modulation instability of optical pulses in long optical fibers with minimum group-velocity dispersion [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 1997, **14**(6): 470~473
- 4 Zhang Shumin, Xu Wencheng, Luo Aiping *et al.*. Modulation instability of femtosecond optical pulses in decreasing dispersion fibers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(6): 656~659 (in Chinese)
张书敏, 徐文成, 罗爱平等. 色散缓变光纤中飞秒光脉冲的调制不稳定性研究[J]. *光学学报*, 2001, **21**(6): 656~659
- 5 Ren Zhijun, Wang Hui, Jin Hongzhen *et al.*. Cross-phase modulational instability with high-order dispersion [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(2): 165~168 (in Chinese)
任志军, 王辉, 金洪震等. 具有高阶色散项的交叉相位调制不稳定性分析[J]. *光学学报*, 2005, **25**(2): 165~168
- 6 Ren Zhijun, Wang Jing, Yang Ailing *et al.*. Effect of quintic nonlinearity on modulational instability in the anomalous-dispersion regime of fiber[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(5): 595~598 (in Chinese)
任志军, 王晶, 杨爱玲等. 五次非线性对光纤反常色散区调制不稳定性的影响[J]. *中国激光*, 2004, **31**(5): 595~598
- 7 Liu Xiumin, Yang Xingyu, Wang Jin *et al.*. Modulational instability in non-Kerr-like optical fibers with saturable nonlinearity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 1998, **27**(1): 41~45 (in Chinese)
刘秀敏, 杨性愉, 王晶等. 具有饱和非线性的非克尔光纤的调制不稳定性[J]. *光子学报*, 1998, **27**(1): 41~45
- 8 B. J. Eggleton, R. E. Slusher, C. M. de Sterke *et al.*. Bragg grating solitons[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(10): 1627~1630
- 9 C. M. de Sterke. Theory of modulational instability in fiber Bragg gratings[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(11): 2660~2667
- 10 B. J. Eggleton, C. M. de Sterke, R. E. Slusher. Nonlinear pulse propagation in Bragg gratings[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(11): 2980~2993
- 11 B. J. Eggleton, C. M. de Sterke, Aceves *et al.*. Modulational instability and multiple soliton generation in apodized fiber gratings[J]. *Opt. Commun.*, 1998, **149**: 267~271
- 12 N. M. Lechinitser, C. J. McKinstrie, C. M. de Sterke *et al.*. Spatiotemporal instabilities in nonlinear bulk media with Bragg gratings[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2001, **18**(1): 45~54
- 13 H. G. Winful, R. Zamir, S. Feldman. Modulational instability in nonlinear periodic structures; implications for gap solitons[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **58**(10): 1001~1003
- 14 C. M. de Sterke. Stability analysis of nonlinear periodic media [J]. *Phys. Rev. A*, 1992, **45**(11): 8252~8258
- 15 A. B. Aceves, C. de Angelis, S. Wabnitz. Generation of solitons in a nonlinear periodic medium[J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(22): 1566~1568
- 16 D. E. Pelinovsky, L. Brzozowski, E. H. Sargent. Transmission regimes of periodic nonlinear optical structures[J]. *Phys. Rev. E*, 2000, **62**(4): 4536~4539
- 17 D. E. Pelinovsky, J. Sear, L. Brzozowski *et al.*. Stable all-optical limiting in nonlinear periodic structures. I. Analysis[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(1): 43~53
- 18 L. Brzozowski, E. H. Sargent. Optical signal processing using nonlinear distributed feedback structure[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2000, **36**(5): 550~555
- 19 K. Senthilnathan, K. Porsezian, P. Ramesh Babu *et al.*. Bright and dark Bragg solitons in a fiber Bragg grating[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2003, **39**(11): 1492~1497