

含负折射介质的反向定向耦合器的时空不稳定性研究

易 鹏¹ 项元江¹ 戴小玉² 丁明耀¹ 文双春¹

(¹ 湖南大学信息科学与工程学院微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 湖南 长沙 410082)
² 湖南大学电气与信息工程学院, 湖南 长沙 410082)

摘要 研究含负折射介质的不对称反向定向耦合器中的时空调制不稳定性(MI),探讨了输入功率、前向波和后向波功率比和通道间的耦合系数等对时空 MI 的影响。结果表明:在这种新型耦合器中只有当横向波数超过一定阈值时才会产生 MI,增加输入功率或减少前向波和后向波的功率比都会扩大 MI 增益谱的范围并最终使 MI 区域重合,而降低耦合器通道间的耦合系数可减少 MI 的增益峰值但拓宽增益谱的范围。负折射介质的电磁参数可调谐特性为实现 MI 的主动调控和孤子的形成提供了新的方法和手段。

关键词 非线性光学;时空调制不稳定性;反向定向耦合器;负折射介质;孤子

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201232.0419001

Spatiotemporal Instabilities in Nonlinear Asymmetric Oppositely Directional Coupler with a Negative-Index Metamaterial Channel

Yi Peng¹ Xiang Yuanjiang¹ Dai Xiaoyu² Ding Mingyao¹ Wen Shuangchun¹

¹Key Laboratory for Micro-Nano-Optoelectronic Devices, Ministry of Education, College of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China
²College of Electrical and Information Engineering, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China

Abstract Spatiotemporal modulation instabilities (MI) in nonlinear asymmetric oppositely directional coupler with negative-index metamaterial are investigated. The influences of input power, power ratio of the forward- and backward-propagating waves, and coupling coefficients on the spatiotemporal MI are discussed. It is found that the MI can occur only if the transverse wave numbers satisfy the threshold condition. The results also show that increasing the input power or decreasing power ratio of the forward- and backward-propagating waves promotes the spatiotemporal MI and merges different instability regions together. Moreover, decreasing the coupling coefficient can suppress the peak gain and spread the gain spectrum. The controllable electromagnetic parameters of negative-index metamaterials will provide more methods to engineer the MI and soliton formation in this coupler.

Key words nonlinear optics; spatiotemporal modulation instability; oppositely directional coupler; negative-index-material medium; soliton

OCIS codes 190.3100; 160.3918; 190.5530

1 引 言

调制不稳定性(MI)指由于非线性色散、散射和非线性效应在介质中产生幅度和频率的自调制,使叠加在传输波上的扰动呈指数增长的一种非线性过

程。大量文章已经对非线性介质中时间、空间以及时空 MI 进行了研究并发现 MI 将导致连续波或准连续波分裂成超短脉冲序列^[1~4]。因此,MI 为高重复率超短脉冲的产生提供了一种新的方法。同时,

收稿日期: 2011-09-13; 收到修改稿日期: 2011-11-16

基金项目: 国家自然科学基金(11004053)资助课题。

作者简介: 易 鹏(1987—),男,硕士研究生,主要从事超常材料方面的研究。E-mail: yillen2007@126.com

导师简介: 项元江(1978—),男,博士,讲师,主要从事超常材料中光和电磁波的传输和控制方面的研究。

E-mail: xiangyuanjiang@126.com(通信联系人)

控制 MI 现象也提供了孤子形成的手段^[5~6]。

负折射介质是一种新型人工电磁媒质,具有很多独特的电磁特性^[7~9]。负折射介质的出现带来了新的科学材料研究的革命,引导产生了包括光学隐身、光学图像处理等大量的光学器件^[10~13]。随着光波段负折射介质的发展和非线性负折射介质在原理和实验上的成功实现,人们开始逐渐探索非线性超常材料中电磁波的传输特性^[14~16]及其在及各种新型光学器件中的应用^[17~19]。含负折射通道的非线性耦合器是一种很重要的光学器件。Litchinitser 等^[19]发现在这种耦合器中其相速度和坡印廷矢量在负折射通道中方向相反,这种特点使该耦合器具有反常于传统耦合器的反馈机制,并导致了其光学双稳定性现象和孤子带隙的形成。Kazantseva 等^[20]接着又对这种结构中的非线性孤子波传输进行了研究,并得到了相应的解析解。最近,Dai 等^[21]又对该耦合器中的时间 MI 进行了研究,发现其不同于传统的耦合器的一些特性。如非线性参数和前向波与后向波的传输功率比是影响该结构的重要参数,其 MI 与光纤布拉格光栅具有很多相似性。然而,在这些研究中只对时间 MI 进行了研究,在空间域、时空域方面却很少考虑。实际上,在平面波导耦合器中,由于光调制过程中衍射与非线性效应共同作用而发生空间 MI 是一个不能忽略的现象。因为平面波导不同于光纤等 x, y 方向都受限波导,其在 x 方向不受到限制。那么,在负折射通道中单向受限平面波导中,必然存在空间 MI。所以为了更好地控制光衍射与非线性的相互作用形成光孤子,必须对该结构的时空 MI 进行研究。

本文研究具有线性负折射通道的非线性耦合器的光学特性和该反向定向耦合器中时空 MI,并就耦合模方程结构的相似度与非线性布拉格光栅中时空 MI 进行了比较。

2 理论模型和线性稳定性分析

2.1 传输方程和色散关系

研究的耦合器模型如图 1 所示,由传统非线性材料(PIM)和线性负折射材料(NIM)两部分通道构成。其非对称性是基于两个通道的不同属性。考虑到平面波导的散射效应,并且忽略其交叉相位项及高阶时间项,得到的耦合模方程为

$$i\sigma_1 \frac{\partial a_1}{\partial z} + i \frac{1}{v_{1g}} \frac{\partial a_1}{\partial t} + \frac{1}{2k_1} \frac{\partial^2 a_1}{\partial x^2} + \kappa_{12} a_2 \exp(-i\delta z) + \gamma |a_1|^2 a_1 = 0, \quad (1a)$$

$$i\sigma_2 \frac{\partial a_2}{\partial z} + i \frac{1}{v_{2g}} \frac{\partial a_2}{\partial t} + \frac{1}{2k_2} \frac{\partial^2 a_2}{\partial x^2} + \kappa_{21} a_1 \exp(i\delta z) = 0, \quad (1b)$$

式中假设通道 1 为传统 PIM 构成,通道 2 为 NIM 构成。 a_j 和 v_{jg} ($j = 1, 2$) 分别为慢变幅度和两通道中的群速度, σ_j 为通道的折射率符号,其中 $\sigma_1 = 1, \sigma_2 = -1$ 。 $k_j = (\omega/c) |n_j|$ 为波数, $n_j = \pm \sqrt{\epsilon_j \mu_j}$ 为通道的折射率并假设 $k_1 = k_2 = k, \kappa_{12}$ 和 κ_{21} 是耦合器的耦合系数,其他参数参照文献^[19]设置。假设慢变幅度解有以下形式:

$$a_1 = u_1 \exp(iqz) \exp\left(-i \frac{\delta}{2} z\right), \quad (2a)$$

$$a_2 = u_2 \exp(iqz) \exp\left(i \frac{\delta}{2} z\right), \quad (2b)$$

式中 $u_j(x, z, t)$ 为波导空间坐标,当功率值较低的时候,通道 1 的非线性能够被忽略,可得到色散关系为: $q^2 = (\delta/2)^2 - \kappa_{12}\kappa_{21}$ ^[19,20], 因此,当 $|\delta| < 2\sqrt{\kappa_{12}\kappa_{21}}$ 时会出现因相速度和坡印廷矢量方向相反产生光子带隙。通道 1 的色散关系如下:

$$\delta = -\frac{\kappa_{21} + f^2 \kappa_{12}}{f} - \frac{a^2 \gamma}{1 + f^2}, \quad (3a)$$

$$q = -\frac{\kappa_{21} - f^2 \kappa_{12}}{2f} + \frac{a^2 \gamma}{2(1 + f^2)}, \quad (3b)$$

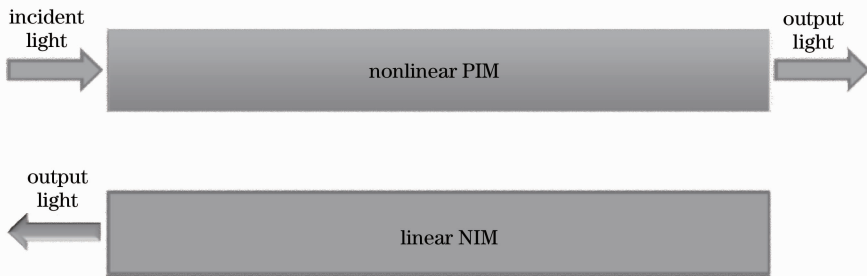


图 1 含线性 NIM 的反向定向耦合器示意图

Fig. 1 Schematic illustration of the nonlinear asymmetric oppositely directional coupler with a linear NIM channel

式中 $a^2 = u_1^2 + u_2^2$ 为耦合器功率参数, $f = u_2/u_1$ 为传输波的功率分配比值。在传统的布拉格光栅和非线性不对称反向定向耦合器^[22]中, 当功率较低时, 可以根据比值 f 的符号可分为两个色散区域: 当 $f > 0$ 时, 色散曲线的上部分为正常色散区; 当 $f < 0$ 时, 色散曲线的下部分为反常色散区域; 特别的当 $f = \pm 1$ 时, 为光子带隙的顶部和底部。

2.2 线性稳定性分析

对(1)式的解加微扰, 假设为如下形式:

$$a_1 = [u_1 + \xi_1(x, z, t)] \exp(iqz) \exp\left(-i \frac{\delta}{2} z\right), \quad (4a)$$

$$a_2 = [u_2 + \xi_2(x, z, t)] \exp(iqz) \exp\left(i \frac{\delta}{2} z\right). \quad (4b)$$

由于 $|\xi_j| \ll u_j$, 将(4)式代入(1)式中, 可以得到如下方程:

$$-i \frac{\partial \xi_1}{\partial z} + i \frac{1}{v_{1g}} \frac{\partial \xi_1}{\partial t} + \kappa_{12} \xi_2 - \kappa_{12} f \xi_1 + \frac{a^2 \gamma}{1 + f^2} (\xi_1 + \xi_1^*) \frac{1}{2k_B} \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial x^2} = 0, \quad (5a)$$

$$-i \frac{\partial \xi_2}{\partial z} + i \frac{1}{v_{2g}} \frac{\partial \xi_2}{\partial t} + \kappa_{21} \xi_1 - \kappa_{21} f^{-1} \xi_2 + \frac{1}{2k_B} \frac{\partial^2 \xi_2}{\partial x^2} = 0. \quad (5b)$$

为求解(5)式, 并假设微扰 ξ_j 为如下形式:

$$\xi_j(x, z, t) = b_j \exp[i(\mathbf{R}\mathbf{r} - \Omega t)] + c_j \exp[-i(\mathbf{R}\mathbf{r} - \Omega t)], \quad (6)$$

式中 \mathbf{R} 为传输波数矢量, \mathbf{r} 为传输空间矢量, Ω 为微扰频率, b_j 和 c_j 为实部。将(6)式代入(5)式, 可以得到 b_j 和 c_j 的线性耦合方程组如下:

$$\left(-K_{\parallel} + \frac{1}{v_{1g}} \Omega - \kappa_{12} f + \frac{a^2 \gamma}{1 + f^2} - K_t^2\right) b_1 + \kappa_{12} b_2 + \left(\frac{a^2 \gamma}{1 + f^2}\right) c_1 = 0, \quad (7a)$$

$$\kappa_{21} b_1 + \left(K_{\parallel} + \frac{1}{v_{2g}} \Omega - \kappa_{21} f^{-1} - K_t^2\right) b_2 = 0, \quad (7b)$$

$$\left(\frac{a^2 \gamma}{1 + f^2}\right) b_1 + \left(K_{\parallel} - \frac{1}{v_{1g}} \Omega - \kappa_{12} f + \frac{a^2 \gamma}{1 + f^2} + K_t^2\right) c_1 + \kappa_{12} c_2 = 0, \quad (7c)$$

$$\kappa_{21} c_1 + \left(-K_{\parallel} - \frac{1}{v_{2g}} \Omega - \kappa_{21} f^{-1} + K_t^2\right) c_2 = 0, \quad (7d)$$

式中 $K_t^2 = R_t^2 / \sqrt{2k_B}$, $R_t = \pm R_x$ 为横向分量, $K_{\parallel} = R_z$ 为 \mathbf{R} 的纵向分量。(7)式可以写成如下的 4×4 的行列式:

$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = 0, \quad (8)$$

式中

$$\begin{aligned} m_{11} &= -K_{\parallel} + S_1 - \kappa_{12} f + M - K_t^2, & m_{12} &= \kappa_{12}, & m_{13} &= M, & m_{14} &= 0 \\ m_{21} &= \kappa_{21}, & m_{22} &= K_{\parallel} + S_2 - \kappa_{21} f^{-1} - K_t^2, & m_{23} &= 0, & m_{24} &= 0 \\ m_{31} &= M, & m_{32} &= 0, & m_{33} &= K_{\parallel} - S_1 - \kappa_{12} f + M - K_t^2, & m_{34} &= \kappa_{12} \\ m_{41} &= 0, & m_{42} &= 0, & m_{43} &= \kappa_{21}, & m_{44} &= -K_{\parallel} - S_2 - \kappa_{21} f^{-1} - K_t^2 \end{aligned}, \quad (9)$$

而且 $M = P/(1 + f^2)$, $P = a^2 \gamma$, $S_1 = \Omega/v_{1g}$, $S_2 = \Omega/v_{2g}$ 。

在以下的讨论中, 假设 $\kappa_{12} = \kappa_{21} = \kappa$, $v_{1g} = v_{2g} = v_g$, $S = \Omega/v_g$ 。求解(8)式的关联行列式, 可以得到 S 的四阶多项式如下:

$$S^4 + t_1 S^2 + t_2 S + t_3 = 0, \quad (10)$$

式中

$$\begin{aligned} t_1 &= 2K_t^2 M + 2fM\kappa - 2K_{\parallel}^2 - 2K_t^4 - 2K_t^2 f\kappa - 2\kappa^2 - f^2 \kappa^2 - 2K_t^2 \kappa f^{-1} - \kappa^2 f^{-2}, \\ t_2 &= 4K_{\parallel} K_t^2 M + 4K_{\parallel} K_t^2 \kappa f^{-1} - 4K_{\parallel} K_t^2 f\kappa + 4K_{\parallel} fM\kappa + 2K_{\parallel} \kappa^2 f^{-2} - 2K_{\parallel} f^2 \kappa^2, \\ t_3 &= K_{\parallel}^4 - 2K_{\parallel}^2 K_t^2 + K_t^8 + 2K_{\parallel}^2 K_t^2 M - 2K_t^6 M - 2K_t^2 K_t^2 \kappa f^{-1} + 2K_t^6 \kappa f^{-1} - 2K_t^2 K_t^2 \kappa f + \end{aligned}$$

$$2K_t^6 \kappa f - 4K_t^4 M \kappa f^{-1} + 2K_{\parallel}^2 f M \kappa - 2K_t^4 f M \kappa + 2K_{\parallel}^2 \kappa^2 + 2K_t^4 \kappa^2 - K_{\parallel}^2 \kappa^2 f^{-2} + K_t^4 \kappa^2 f^{-2} - K_{\parallel}^2 f^2 \kappa^2 + K_t^4 f^2 \kappa^2 - 2K_t^2 G \kappa^2 - 2K_t^2 G \kappa^2 f^{-2}.$$

可以看到,关于 S 的四阶多项式的解为功率比 f , 输入功率 P 和耦合系数 κ 的方程。于是,可以得到如下形式的 MI 增益谱:

$$G = |\text{Im } S_{\max}|, \quad (11)$$

式中 $\text{Im } S_{\max}$ 为多项式解的虚部最大值。

3 不对称反向定向耦合器时空 MI 分析

3.1 光子带隙的顶部 ($f = -1$)

时空 MI 增益谱是关于 K_{\parallel} 和 K_t 的函数,如图

2 所示,其中 κ 为耦合系数, p 为输入功率,当 $f = -1, \kappa \neq 0$ 时,可以看到增益谱主要由三部分构成。该增益谱在 $\kappa = 10 \text{ cm}^{-1}$ 和 $P = 20 \text{ cm}^{-1}$ 时出现一个类似于 M 形状的曲线,峰值增益出现在 $K_t < 3 \mu\text{m}^{-1}$ 的非零 K_{\parallel} 处。当 K_t 增大,增益谱逐渐受限在一个较小区域, M 曲线慢慢消失,峰值增加出现在 $K_{\parallel} = 0$ 处。可以看到,即使当散射效应可以忽略时 ($K_t = 0$),增益仍然存在,这意味着此时主要存在的是时间 MI。

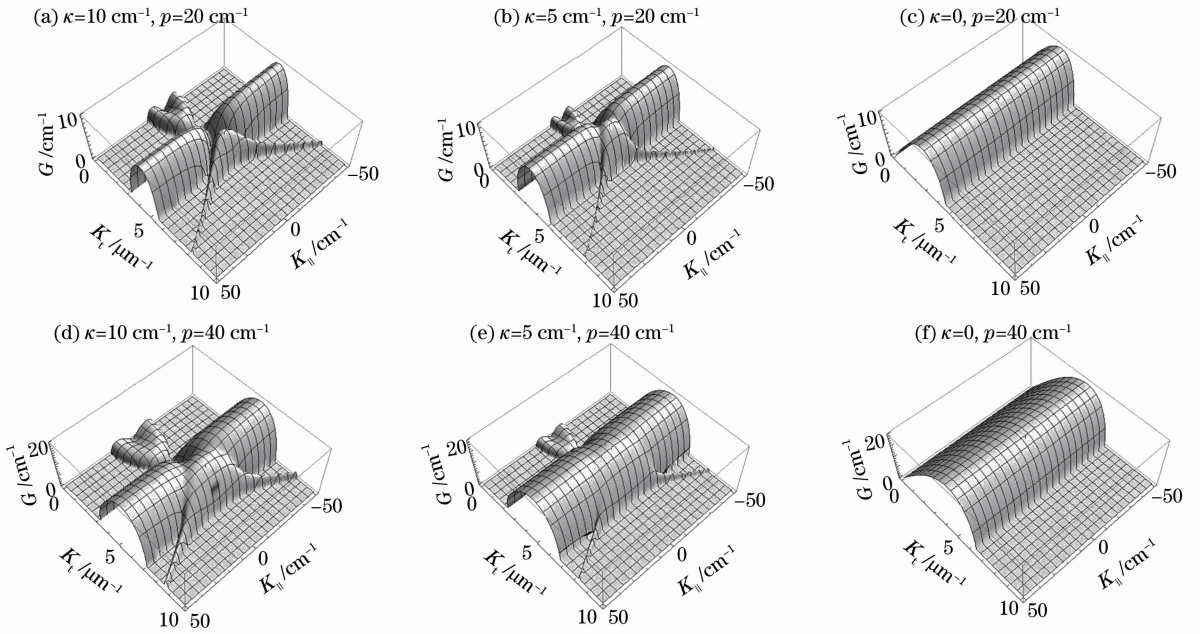


图 2 光子带隙顶部 ($f = -1$) 时空 MI 增益谱

Fig. 2 Spatiotemporal MI gain spectra for the top of the photonic bandgap ($f = -1$)

如图 2 示,当 $3 < K_t < 5.5 \mu\text{m}^{-1}$ 时,增益谱显示一个 V 曲线形状,其峰值在 K_{\parallel} 的非零区域出现,其增益谱的值在 K_{\parallel} 轴方向趋于无限,即对于任意 K_{\parallel} 值时都有时空调制增益出现。当 $K_t > 5.5 \mu\text{m}^{-1}, K_{\parallel} = 0$ 时,增益谱出现一个峰值;此后,当 K_t 增大,增益谱出现在更大的 K_{\parallel} 区域,其值渐渐变小。增益谱第二和第三部分只存在于 $K_t \neq 0$ 处,这意味着这两部分增益只是空间 MI。而对该结果类比布拉格光栅的 MI^[22],有着如下几个明显不同:首先,增益谱的第一部分和第二、三部分明显无交界,而在布拉格光栅中,增益谱的三部分都是相互交叉交错的;其次,增益谱的第二部分值总是大于第一和第三部分,而在布拉格光栅中其第二部分稍弱;

最后,当 K_t 较大时,MI 不会发生,而在布拉格光栅中可以看到对于任意的 K_t 都有 MI 现象发生。这些明显的不同现象发生的原因为其不对称的带负折射通道的反向定向耦合结构的反馈机制。

一般来说,瞬时功率会增强 MI,如图 2(d) 所示,当增大功率到 40 cm^{-1} 时,与图 2(a) 比较,发现增益值三部分都有增大,而第二部分向更大的 K_t 区域扩张,而由于第一部分和第二部分扩张较慢,这就使的增益曲线三部分相互交叉融合了。

为了分析耦合系数 κ 的作用,画出了当 $\kappa = 5 \text{ cm}^{-1}$ 和 $\kappa = 0$ 时的增益曲线如图 2(c), (d) 所示。当输入功率不变的情况下, κ 从 10 cm^{-1} 减小到 5 cm^{-1} ,其增益谱第二和第三部分范围扩展到较小

的 K_x 值区域。而当 $\kappa=0$ 时,耦合器无反馈,随着 $K_{||}$ 的增大在非零 K_x 区域只存在一个增益谱。所以对对比图 2(c)与图 2(a)和(b),可以得到,第一部分的增益曲线其存在原因为负折射通道耦合器产生的反馈机制。

3.2 光子带隙的底部 ($f=1$)

当 $f=1$ 时,增益谱曲线如图 3 所示,可以看到当耦合系数 $\kappa \neq 0$ 时,增益曲线由两部分构成。当

K_x 值较小时,仍然存在 MI 增益。然而,如图 3(c)所示,当 $\kappa=0$ 时,增益为零。因此,增益曲线的第一部分产生于耦合器反馈机制。此外,还有一明显不同于布拉格光栅的特点是在有限的 K_x 区域内存在较高的增益。如图 3(d)~(f)所示,增加输入功率能够增加增益峰值及展宽增益谱范围。然而,如图 3(b),(c)或(e),(f)所示,减小 κ 会抑制增益峰值扩展增益谱,这些特点和光子带隙顶端属性相似。

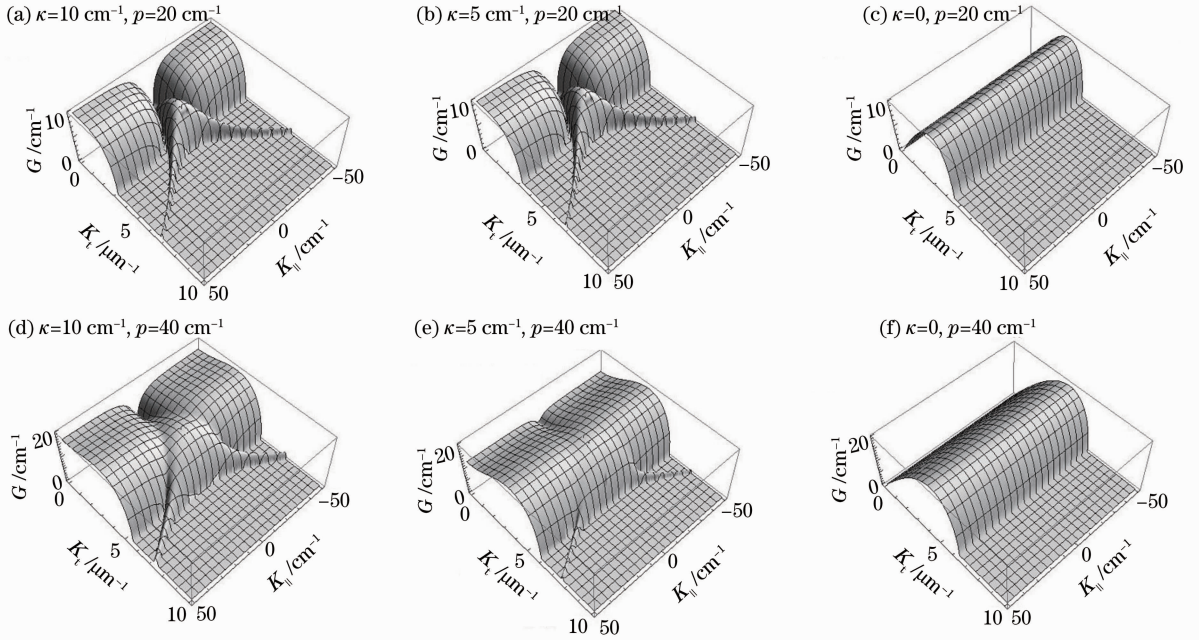


图 3 光子带隙顶部 ($f=1$),时空 MI 增益谱

Fig. 3 Spatiotemporal MI gain spectra for the bottom of the photonic bandgap ($f=1$)

3.3 反常色散区域 ($f < 0$)

当 $f < 0$ 时,该区域为 MI 反常色散区域。为了研究功率比 f 对增益谱产生的影响,选择一些代表性值,然后研究比较其增益谱改变趋势。如图 4 所示,为 $f=-0.8, -0.5, -0.2$ 和 -0.1 的时空 MI 增益谱图。可以观察到,随着 f 绝对值的减小,其增益值和 MI 区域都扩大。此外,当 f 趋近于零时,增益谱各部分相互交叉融合成一个部分。所以,减小 f 的绝对值可以让增益只产生在 $K_x=0$ 的局部区域。

3.4 正常色散区域 ($f > 0$)

在正常色散区域,同样可以选择四个代表性的 f 值来描述其增益谱变化,得到 f 对增益谱产生的影响。研究发现,随着 f 的减小,调制增益和调制频率都得到加强,而增益谱两个部分发生融合。比较图 4 和图 5,得到不同的增益谱变化趋势:在正常

色散区域,增益谱第二部分迅速增大,导致增益谱两部分融合。

4 结 论

通过改变不同的输入功率、耦合系数及前向波和后向波功率比,研究了不同色散区域对非对称反向定向耦合器时空 MI 的影响。其中有一些完全不同于传统的耦合器和光栅中的 MI,输入功率增加或者降低功率比都可以增大或扩大并融合区域时空不稳定性。然而,降低耦合系数会抑制增益峰值,同时会扩大增益谱融合不稳定性区域。此外,由于反向定向耦合器各个通道的独立性,可以通过改变通道间耦合系数或非线性系数来掌控时空 MI。调控负折射通道发生反馈时的时空 MI 是一种极具潜力的产生稳定光孤子的方法。

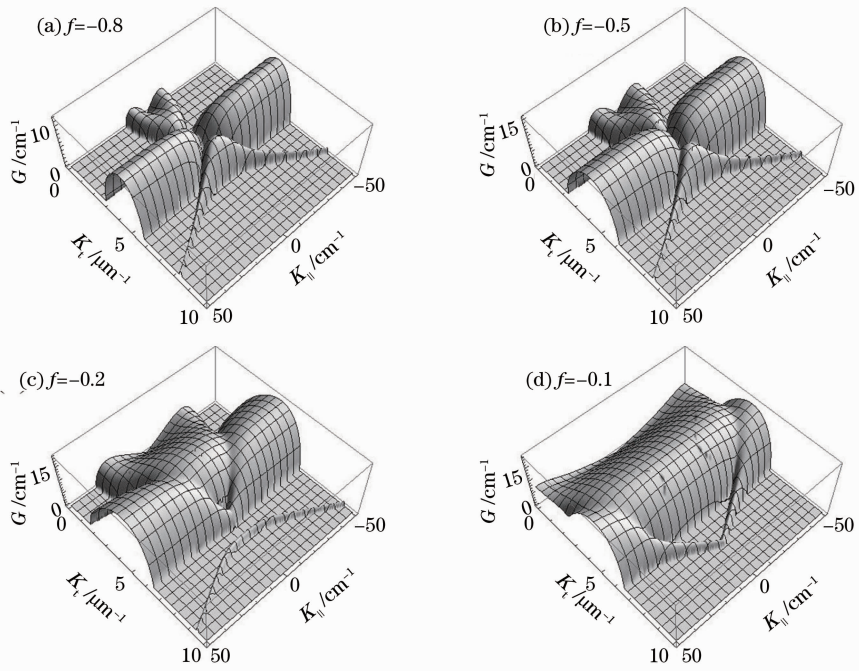


图 4 反常色散区域 ($f < 0$), 时空 MI 增益谱

Fig. 4 Spatiotemporal MI gain spectra for the anomalous dispersion regime ($f < 0$)

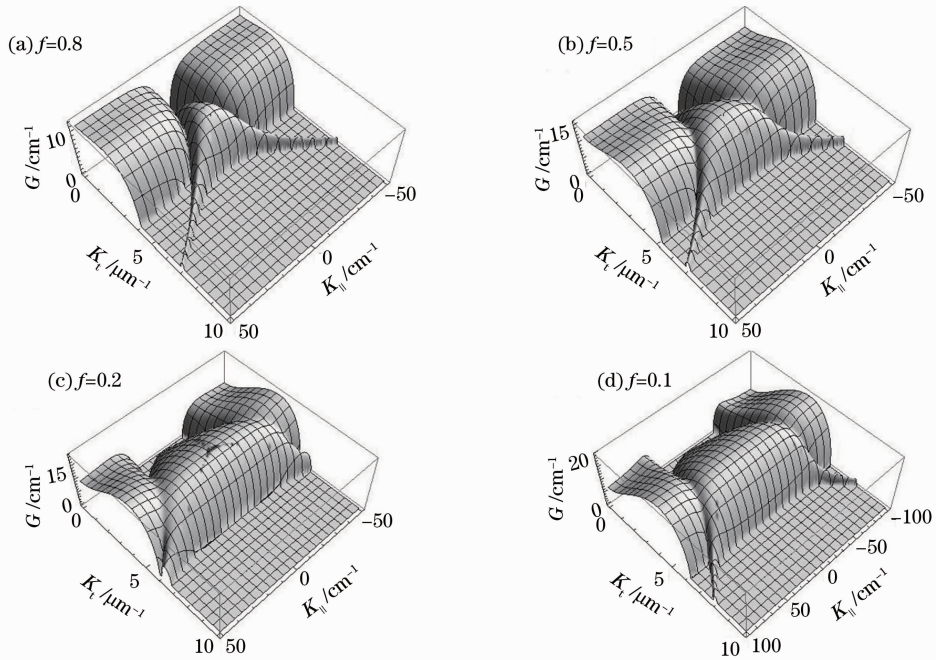


图 5 正常色散区域 ($f > 0$), 时空 MI 增益谱

Fig. 5 Spatiotemporal MI gain spectra for the normal dispersion regime ($f > 0$)

参 考 文 献

1 G. P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics [M]. San Diego: Academic, 2001. 226~270
 2 G. P. Agrawal. Modulation instability induced by cross-phase modulation [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**(8): 880~883
 3 C. M. de Sterke. Theory of modulational instability in fiber Bragg gratings [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(11): 2660~2667

4 I. Kourakis, P. K. Shukla. Nonlinear propagation of electromagnetic waves in negative-refraction-index composite materials [J]. *Phys. Rev. E*, 2005, **72**(1): 016626
 5 Zhong Xianqiong, Xiang Anping. Modulation instability induced by cross phase modulation in case of high order dispersion and saturable nonlinearity [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(2): 391~397
 钟先琼, 向安平. 高阶色散和饱和非线性下的交叉相位调制不稳

- 定性 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(2): 391~397
- 6 Liao Bangquan, Zhao Qida, Feng Dejun *et al.*. Coupled-mode theory for optical fiber and its application to fiber Bragg gratings [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(11): 1340~1344
廖帮全, 赵启打, 冯德君等. 光纤耦合模理论及其在光纤布拉格光栅上的应用[J]. *光学学报*, 2002, **22**(11): 1340~1344
- 7 Wang Hongcheng, Jiang Desheng, Wang Xiaosheng *et al.*. Study on one dimensional gray photo voltaic spatial solitons and their stability [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(8): 1111~1116
王红成, 江德生, 王晓生等. 一维光伏空间灰孤子及其稳定性研究[J]. *光学学报*, 2005, **25**(8): 1111~1116
- 8 N. Lazarides, G. P. Tsironis. Coupled nonlinear Schrödinger field equations for electromagnetic wave propagation in nonlinear left-handed materials [J]. *Phys. Rev. E*, 2005, **71**(3): 036614
- 9 D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice *et al.*. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies [J]. *Science*, 2006, **314**(5801): 977~980
- 10 Zhang Yu, Hou Chunfeng, Wang Fei *et al.*. Temperature effects on the screening spatial solitons in two photon photo refractive media [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(3): 866~871
张宇, 侯春风, 王飞等. 双光子光折变介质中屏蔽空间孤子的温度特性 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(3): 866~871
- 11 Wen Shuangchun, Dai Xiaoyu, Xiang Yuanjiang. Research advances in nonlinear optics of metamaterials [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(6): 803~810
文双春, 戴小玉, 项元江. 超常介质非线性光学研究进展[J]. *中国激光*, 2008, **35**(6): 803~810
- 12 Z. Jacob, L. V. Alekseyev, E. Narimanov. Optical hyperlens: far-field imaging beyond the diffraction limit [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(18): 8247~8256
- 13 Xiang Zhang, Zhaowei Liu. Superlenses to overcome the diffraction limit [J]. *Nature Materials*, 2008, **7**: 435~441
- 14 Zhaowei Liu, Hyesog Lee, Yi Xiong *et al.*. Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects [J]. *Science*, 2007, **315**(5819): 1686
- 15 R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. *Science*, 2001, **292**(5514): 77~79
- 16 S. Wen, Y. Xiang, X. Dai *et al.*. Theoretical models for ultrashort electromagnetic pulse propagation in nonlinear metamaterials [J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **75**(3): 033815
- 17 Y. Xiang, S. Wen, X. Dai *et al.*. Modulation instability induced by nonlinear dispersion in nonlinear metamaterials [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, **24**(12): 3058~3063
- 18 Jie Yao, Zhaowei Liu, Yongmin Liu *et al.*. Optical negative refraction in bulk metamaterials of nanowires [J]. *Science*, 2008, **321**(5891): 930
- 19 N. M. Litchinister, I. R. Gabitov, A. I. Maimistov. Optical bistability in a nonlinear optical coupler with a negative-index channel [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(11): 113902
- 20 E. V. Kazantseva, A. I. Maimistov, S. S. Ozhenko. Solitary electromagnetic wave propagation in the asymmetric oppositely directed coupler [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **80**(4): 043833
- 21 X. Y. Dai, Y. J. Xiang, S. C. Wen *et al.*. Modulation instability of copropagating light beams in nonlinear metamaterials [J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2009, **26**(4): 564~570
- 22 N. M. Litchinister, 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

栏目编辑: 李文喆