

正三角型三芯光纤中等腰对称平面波的调制不稳定性分析

裴世鑫 徐辉 孙婷婷 李金花

Modulation instabilities in equilateral three-core optical fibers for isosceles-triangle symmetric continuous waves

Pei Shi-Xin Xu Hui Sun Ting-Ting Li Jin-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 054203 (2018) DOI: 10.7498/aps.20171650

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20171650>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I5>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于格林函数法的奇型 Mathieu-Gaussian 光束

Odd version Mathieu-Gaussian beam based on Green function

物理学报.2017, 66(20): 204201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204201>

光电振荡器产生宽带混沌光的时延特征分析

Analysis of delay time signature in broadband chaos generated by an optoelectronic oscillator

物理学报.2013, 62(14): 144207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.144207>

非线性介质中强光对弱光聚焦的控制研究

Nonlinear focusing of weak beam by another high power laser

物理学报.2013, 62(14): 144208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.144208>

双包层稀土掺杂光纤抽运吸收特性的分析

Analysis of absorption property for pumping laser with double cladding rare earth doped fiber

物理学报.2012, 61(16): 164203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.164203>

一维反激光器完美相干吸收理论分析

Theoretical analysis of coherent perfect absorption in one-dimensional anti-laser

物理学报.2012, 61(16): 164204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.164204>

# 正三角型三芯光纤中等腰对称平面波的调制不稳定性分析\*

裴世鑫 徐辉 孙婷婷 李金花†

(南京信息工程大学物理与光电工程学院, 江苏省大气海洋光电探测重点实验室, 南京 210044)

(2017年7月18日收到; 2017年11月25日收到修改稿)

详细分析了正三角型三芯光纤中等腰对称平面波的调制不稳定性. 等腰对称平面波即两芯中场完全相同, 第三芯中场入射功率与其他两芯中不同的平面波, 其存在的前提是入射光总功率( $P$ )必须大于某最小值( $P_{\min}$ ), 该最小值取决于光纤的线性耦合系数和非线性系数. 对一给定的总功率  $P \geq P_{\min}$ , 令一芯中的入射功率为  $P_1$ , 其他两芯中入射功率均为  $P_2$ , 有两种形式的场分布: 一种是  $P_1$  始终大于  $P_2$ , 随着  $P$  的增加,  $P_1$  越来越大,  $P_2$  越来越小, 依线性稳定性分析方法, 该场分布对应的增益谱主要特征与双芯光纤非对称平面波的增益谱相似; 另一种是随着  $P$  的增加,  $P_1$  越来越小,  $P_2$  越来越大, 使用同样的分析方法, 发现该场分布下增益谱与双芯光纤非对称平面波增益谱截然不同, 其显著特征是无扰动下, 在正常和反常色散区域均可产生不稳定性增益, 且在正常色散区域, 零扰动频率对应的增益最强; 另一方面, 耦合系数色散对增益谱的影响在正常和反常色散区域都非常弱, 这与其在双芯光纤中的影响截然不同. 该结果对基于多芯光纤的模分复用系统非线性效应的研究具有一定的指导意义.

**关键词:** 调制不稳定性, 正三角型三芯光纤, 等腰对称平面波

**PACS:** 42.65.Sf, 42.25.Bs, 42.81.Qb

**DOI:** 10.7498/aps.67.20171650

## 1 引言

调制不稳定性(modulation instability, MI)是指加在平面波上的微小扰动随传播距离指数增长的不稳定性行为, 它是系统非线性效应和色散效应之间的互相作用导致的对稳态的调制<sup>[1-9]</sup>. 在非线性光学领域, MI通常出现在反常色散区, 当发生交叉相位调制<sup>[10,11]</sup>、损耗色散<sup>[12]</sup>、高阶色散<sup>[13,14]</sup>以及周期色散调制<sup>[15]</sup>等时, 亦可出现在正常色散区. MI可用于产生高重复率的超短脉冲串<sup>[16]</sup>、制成调制不稳定激光器、产生时间光孤子新光源<sup>[17]</sup>、孤子光传输<sup>[18]</sup>、光开关、超连续光谱、光纤传感<sup>[19]</sup>、频率转换器<sup>[20]</sup>等.

基于单模、单芯的光纤通信容量即将达到极限,

为满足人们日益增长的对信息传输容量的需求, 近年来, 人们提出了一种新的光纤通信技术, 即基于多芯/多模光纤的空分复用技术<sup>[21-24]</sup>. 非线性效应是影响空分复用技术的主要因素之一, 近年来涌现出大量有关多芯/多模光纤非线性效应方面的研究工作, 包括非线性多芯/多模光纤模型方程的推导、非线性耦合系数的计算、非线性效应对信息传输效率的影响、孤子脉冲在其中传输的稳定性及多孤子相互作用等诸多方面的研究. 在MI分析方面, 文献中单芯光纤MI的研究已经非常透彻, 最新进展包括非均匀光纤MI增益谱分析<sup>[25]</sup>、高阶效应对MI增益谱的影响<sup>[26-30]</sup>等研究. 多芯光纤方面, 目前文献中对双芯光纤MI已经有较系统性的研究<sup>[31-40]</sup>, 包括一芯为正折射率材料、另一芯为

\* 国家自然科学基金(批准号: 11605090)、国家自然科学基金理论物理专项(批准号: 11447113)和江苏省高校自然科学基金(批准号: 14KJB140009)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lijinhua@nuist.edu.cn

负折射率材料制备的双芯光纤 MI 分析及高阶非线性效应和拉曼散射效应对 MI 增益谱的影响 [41,42]; 相对之下, 对芯数大于 2 的多芯光纤调制不稳定性分析却非常少.

本文使用线性稳定性分析方法详细研究了正三角型三芯光纤中等腰对称平面波 MI 增益谱的主要特征, 分析了不同场分布下 MI 增益谱在反常和正常色散区域随入射总功率、光纤线性耦合系数以及耦合系数色散的演化规律.

## 2 耦合模型方程

考虑如图 1 所示的呈正三角形排列的三芯光纤, 其中三芯具有完全相同的特性, 波在其中传播的非线性控制方程为:

$$i \frac{\partial a_1}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} + \gamma |a_1|^2 a_1 + C(a_2 + a_3) + iC_1 \left( \frac{\partial a_2}{\partial t} + \frac{\partial a_3}{\partial t} \right) = 0, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial a_2}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 a_2}{\partial t^2} + \gamma |a_2|^2 a_2 + C(a_1 + a_3) + iC_1 \left( \frac{\partial a_1}{\partial t} + \frac{\partial a_3}{\partial t} \right) = 0, \quad (2)$$

$$i \frac{\partial a_3}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 a_3}{\partial t^2} + \gamma |a_3|^2 a_3 + C(a_1 + a_2) + iC_1 \left( \frac{\partial a_1}{\partial t} + \frac{\partial a_2}{\partial t} \right) = 0, \quad (3)$$

其中  $a_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ) 是第  $j$  个芯中电场的慢变包络,  $z$  是传播距离,  $t$  是时间坐标,  $\beta_2$  是群速度色散系数,  $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda A_{\text{eff}})$  是非线性系数 ( $n_2$  是折射率,  $\lambda$  是载波波长,  $A_{\text{eff}}$  是有效光芯面积);  $C$  是线性耦合系数, 实现三芯中周期性脉冲转换,  $C_1 = \frac{dC}{dw}|_{w_0}$  描述线性耦合系数随入射光频率的依赖关系, 其中  $w$  是入射脉冲的角频率,  $w_0$  为中心载波频率.  $C_1$  又称为耦合系数色散, 会导致脉冲展宽甚至分裂现象.

方程 (1)—(3) 允许等腰对称平面波, 即

$$a_1 = \sqrt{P_1} \exp(ikz),$$

表 1  $C = 200 \text{ m}^{-1}$  及  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$  条件下总功率  $P$  与  $P_1, P_2$  数值关系 (一)

Table 1. The first kind of relationship among  $P, P_1$  and  $P_2$  with  $C = 200 \text{ m}^{-1}$  and  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ .

$P/\text{kW}$	158	220	280	340	400	460	520	580	640	700	760
$P_1/\text{kW}$	97.47	196.76	264.02	327.74	390.04	451.60	512.76	573.62	634.3	694.90	755.30
$P_2/\text{kW}$	30.27	11.62	7.99	6.13	4.98	4.20	3.62	3.19	2.85	2.55	2.35

$$a_2 = a_3 = \sqrt{P_2} \exp(ikz), \quad (4)$$

其中  $P_1, P_2$  和波数  $k$  之间的约束关系如文献 [43] 中 (7)—(9) 式所示, 在此不再重复展示.

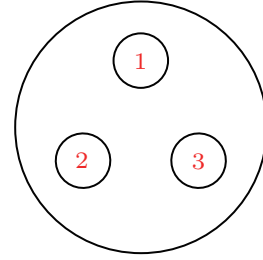


图 1 正三角型三芯光纤示意图

Fig. 1. Scheme illustration of equilateral three core fibers.

设总功率  $P = P_1 + 2P_2$ , 则  $P \geq P_{\text{min}}$ , 如文献 [43] 中 (10) 式所示,  $P_{\text{min}}$  值由线性耦合系数  $C$  和非线性系数  $\gamma$  决定. 对一给定的总功率  $P$ , 不同芯中的场分布为

$$P_2 = s, \quad P_1 = P - 2s, \quad (5)$$

其中  $s$  为三阶多项式

$$6\gamma^2 s^3 - (5\gamma^4 P - 4\gamma C)s^2 - (2\gamma PC - \gamma^2 P^2 - 6C^2)s - PC^2 = 0 \quad (6)$$

的正实数解.

对一给定的三芯光纤, 当总功率  $P$  从  $P_{\text{min}}$  逐渐增加时, 多项式 (6) 总存在两组不同的正实数  $s$  解, 同时满足  $P_1$  和  $P_2$  的约束关系, 不失一般性, 令  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ , 由文献 [43] 中 (10) 式知最小总功率  $P_{\text{min}} = 158 \text{ kW}$ , 当总功率  $P$  从  $158 \text{ kW}$  增加时, 芯 1 和芯 2 (芯 3 中场与芯 2 中场完全相同) 中场分布如下.

### 1) 第一种场分布

如表 1 所列, 芯 1 中的入射功率总大于芯 2 中的入射功率, 即  $P_1 > P_2$ , 且随着总功率  $P$  的增加,  $P_1$  越来越大,  $P_2$  越来越小. 当改变  $C$  或者  $\gamma$  的值时, 该场分布规律不变.

表2  $C = 200 \text{ m}^{-1}$  和  $\gamma = 5 / (\text{kW} \cdot \text{m})$  时总功率  $P$  与  $P_1, P_2$  数值关系(二)

Table 2. The second kind of relationship among  $P, P_1$  and  $P_2$  with  $C = 200 \text{ m}^{-1}$  and  $\gamma = 5 (\text{kW} \cdot \text{m})^{-1}$ .

$P/\text{kW}$	158	180	220	280	340	400	460	520	580	640	700
$P_1/\text{kW}$	87.36	60	45.84	35.62	29.66	25.58	22.58	20.26	18.38	16.84	15.60
$P_2/\text{kW}$	35.32	60	87.08	122.19	155.17	187.21	218.71	249.87	280.81	311.58	342.20

2) 第二种场分布

当  $P$  从最小值 158 kW 增加时, 总的规律是  $P_1$  越来越小,  $P_2$  越来越大. 当  $P$  在 158 kW 附近时,  $P_1 > P_2$ , 当  $P$  的增加约到 180 kW 时, 出现临界值  $P_1 = P_2$ , 当  $P$  继续增加时, 会迅速出现  $P_1 < P_2$ , 如表 2 所列, 这与上述第一种场分布相反. 同样, 当改变  $C$  或者  $\gamma$  的值时, 随  $P$  增加,  $P_1$  越来越小,  $P_2$  越来越大这一规律不变.

3 MI 特性

依线性稳定性分析方法, 本文得出与文献 [43] 中色散关系方程即方程 (28)—(34) 完全相同的色散关系, 这里不再展示. 文献 [43] 实质上只粗糙地分析了第一种场分布时三芯光纤 MI 增益谱的主要特征, 本文则在文献 [43] 的基础上详细研究两种场分布下三芯光纤的 MI 增益谱的主要特征, 从而完善正三角型三芯光纤中等腰对称平面波的整个调制不稳定性分析.

3.1 第一种场分布

3.1.1 正常色散区

考虑参数  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $\gamma = 5 (\text{kW} \cdot \text{m})^{-1}$ , 相应的最小入射总功率  $P_{\min} = 158 \text{ kW}$ .

图 2 描述了当  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 (\text{kW} \cdot \text{m})^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0 \text{ ps}/\text{m}$  时正三角型三芯光纤等腰对称平面波 MI 增益谱随总功率  $P$  的演化. 在最小总功率  $P = 158 \text{ kW}$  处有两个 MI 带, 其中高频 MI 带处于主导地位. 随着  $P$  的增加, 低频 MI 带增益逐步增强并迅速趋于饱和, 而高频 MI 带增益则迅速减小, 同时出现了一个新的微弱增益带.

图 2 所示的三芯光纤 MI 增益谱与双芯光纤非对称平面波在正常色散区域中 MI 增益谱的主要特征非常类似, 另外我们发现耦合系数  $C$  和耦合系数色散  $C_1$  对增益谱的影响亦与双芯光纤类似, 具体可参考文献 [35]. 其主要区别是对于相同尺寸和材

料的双芯光纤, 三芯光纤中最小总功率 (158 kW) 约是双芯光纤最小总功率 (80 kW) 的 2 倍.

三芯光纤 MI 增益谱与双芯光纤增益谱相似的可能原因是由该场的分布特点所决定的, 由表 1 可知  $P_1$  总大于  $P_2$ , 而且随总功率  $P$  的增加,  $P_1 \gg P_2$ , 换言之, 相对于芯 1 中的场, 芯 2 和芯 3 中的场非常弱, 因此, 三芯光纤可以等价地看作一个由芯 1 与芯 2 组成的双芯光纤, 芯 3 的场可以看作微小扰动, 故该场分布下三芯光纤等腰对称平面波的 MI 增益谱与双芯光纤非对称平面波 MI 增益谱主要特征相似.

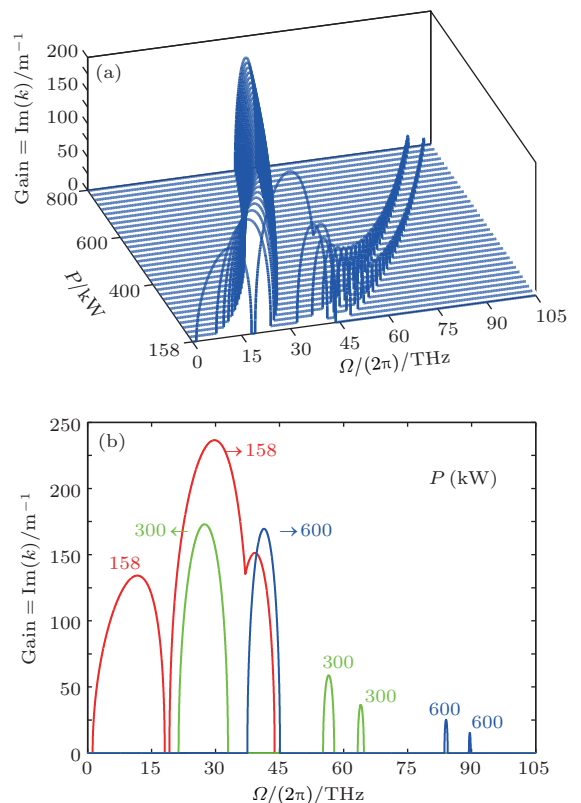


图 2 参数  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 (\text{kW} \cdot \text{m})^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$  时, 正常色散区 MI 增益谱随总功率  $P$  变化的三维图 (a) 和二维图 (b)

Fig. 2. (a) 3D and (b) 2D plots showing the variation of the MI gain spectrum with the total power in the normal dispersion regime with  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 (\text{kW} \cdot \text{m})^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$ .

### 3.1.2 反常色散区

考虑参数  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ , 相应的最小入射总功率  $P_{\text{min}} = 316 \text{ kW}$ .

图3描述了  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$  时, MI增益谱随总功率  $P$  的演化过程. 随着  $P$  的增加, 该MI增益带逐步增强; 并且图3所示的MI增益谱与双芯光纤非对称平面波在反常色散区域中MI增益谱的主要特征非常相似, 耦合系数  $C$  和耦合系数色散  $C_1$  对增益谱的影响亦与双芯光纤类似, 在此不再展示. 同样, 其主要区别是对于相同尺寸和材料的双芯光纤, 三芯光纤中最小总功率 (316 kW) 约是双芯光纤最小入射总功率 (160 kW) 的2倍.

反常色散情况下, 三芯光纤等腰对称平面波该场分布对应的MI增益谱与双芯光纤非对称平面波增益谱相似的主要原因与3.1.1节中的分析相同.

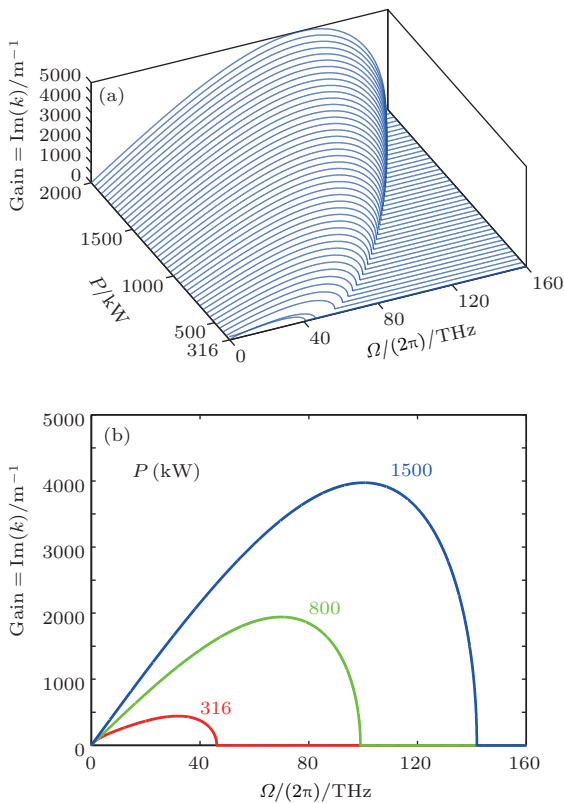


图3 参数  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$  时, 反常色散区 MI增益谱随总功率  $P$  变化的三维图 (a) 和二维图 (b)

Fig. 3. (a) 3D and (b) 2D plots showing the variation of the MI gain spectrum with the total power in the anomalous dispersion regime with  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$ .

### 3.2 第二种场分布

#### 3.2.1 正常色散区

考虑参数  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ , 相应的最小总功率  $P_{\text{min}} = 158 \text{ kW}$ .

图4描述了参数  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$  时, MI增益谱随总功率  $P$  的变化. 首先值得注意的是零扰动频率即无扰动初始条件时, MI增益不为零, 反而最大; 在  $P = 158 \text{ kW}$  处, 只有一个MI带, 随着  $P$  的增加, 增益不断增强; 且在  $P$  值增加的过程中, 于不同  $P$  值临界点出现了两个新生的随着  $P$  增加而减小的微弱增益带, 但低频MI带始终处于绝对主导地位. 显然, 第二种场分布对应的增益谱主要特征与双芯光纤非对称平面波增益谱的主要特征完全不同.

图5描述了  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C_1 = 0$  时, MI增益谱随线性耦合系数  $C$  的演化. 可以发现MI带随着  $C$  的增加而不断增强, 这与双芯光纤中线性耦合系数的影响类似.

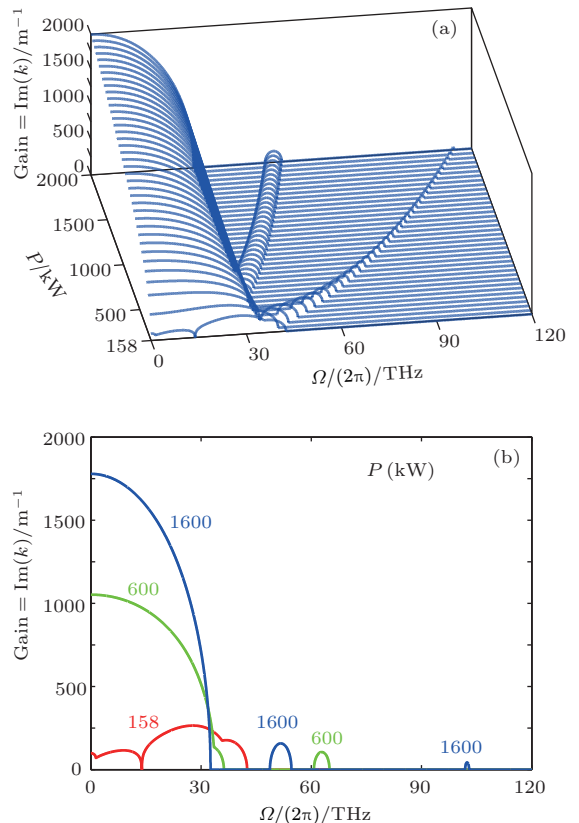


图4 参数  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$  时, 正常色散区 MI增益谱随总功率  $P$  变化的三维图 (a) 和二维图 (b)

Fig. 4. (a) 3D and (b) 2D plots showing the variation of the MI gain spectrum with the total power in the normal dispersion regime with  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$ .



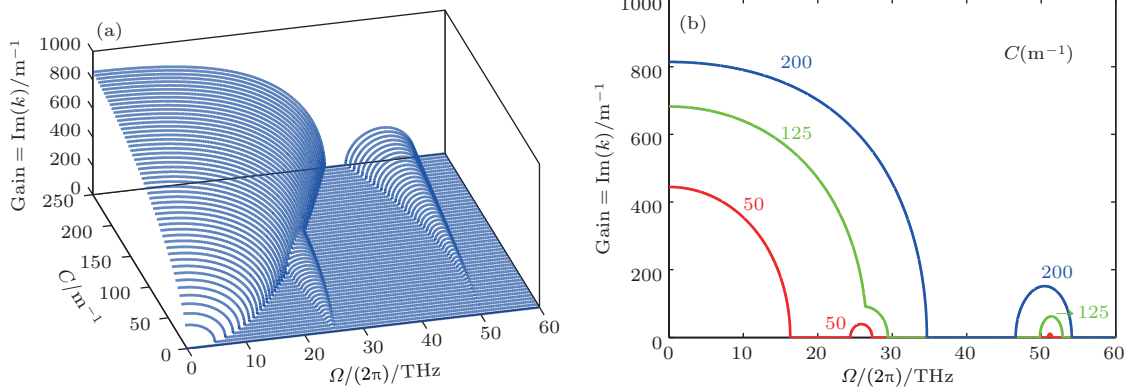


图5 参数  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C_1 = 0 \text{ ps/m}$  时, 正常色散区 MI 增益谱随耦合系数  $C$  变化的三维图 (a) 和二维图 (b)

Fig. 5. (a) 3D and (b) 2D plots showing the variation of the MI gain spectrum with the coupling coefficient  $C$  in the normal dispersion regime with  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C_1 = 0 \text{ ps/m}$ .

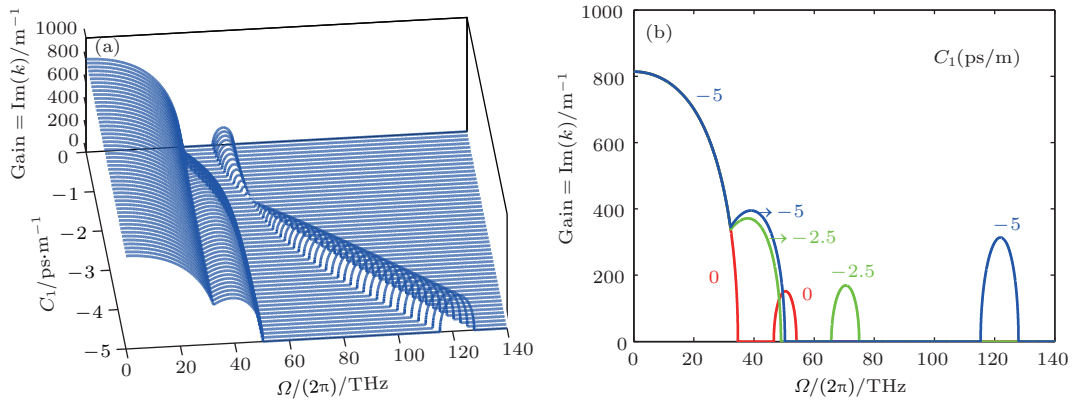


图6 参数  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$  时, 正常色散区 MI 增益谱随耦合系数色散  $C_1$  变化的三维图 (a) 和二维图 (b)

Fig. 6. (a) 3D and (b) 2D plots showing the variation of the MI gain spectrum with the coupling coefficient dispersion  $C_1$  in the normal dispersion regime with  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ .

图6描述了  $\beta_2 = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$  时 MI 增益谱随耦合系数色散  $C_1$  的变化. 低频 MI 带几乎不受耦合系数色散  $C_1$  的影响, 高频 MI 带先减弱, 然后消失, 再重现, 并且逐步增强并趋于饱和. 我们尝试了不同大小的入射功率, 发现高频 MI 带增益总是很小, 低频 MI 带始终处于主导地位, 故三芯光纤中耦合系数色散对增益谱的影响非常小, 而在双芯光纤中, 在耦合系数色散影响下出现的高频 MI 带增益可大于低频 MI 带增益.

### 3.2.2 反常色散区

考虑参数  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ , 最小入射总功率  $P_{\min} = 316 \text{ kW}$ .

图7描述了  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$  时, MI 增益谱随总功率  $P$  的演化. MI 带随  $P$  的增加而增强, 在无扰动条件时对

应的 MI 增益不为零, 而在双芯光纤非对称平面波增益谱中, 零扰动频率对应的增益为零.

图8描述了  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C_1 = 0$  时, MI 增益谱随线性耦合系数  $C$  的演化, MI 带随  $C$  的增加而逐渐减弱, 其中零扰动频率附近增益先增大后减小, 这与双芯光纤非对称平面波增益谱中线性耦合系数的影响基本类似.

图9描述了  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$  时, MI 增益谱随耦合系数色散  $C_1$  的变化. 耦合系数色散  $C_1$  几乎不影响低频 MI 带, 其主要影响是产生一个高频 MI 带, 但是该高频 MI 带增益非常小. 我们尝试了不同大小的入射功率, 低频 MI 带则始终处于主导地位. 因此, 耦合系数色散  $C_1$  的影响非常小, 而其对双芯光纤增益谱的影响则非常显著.

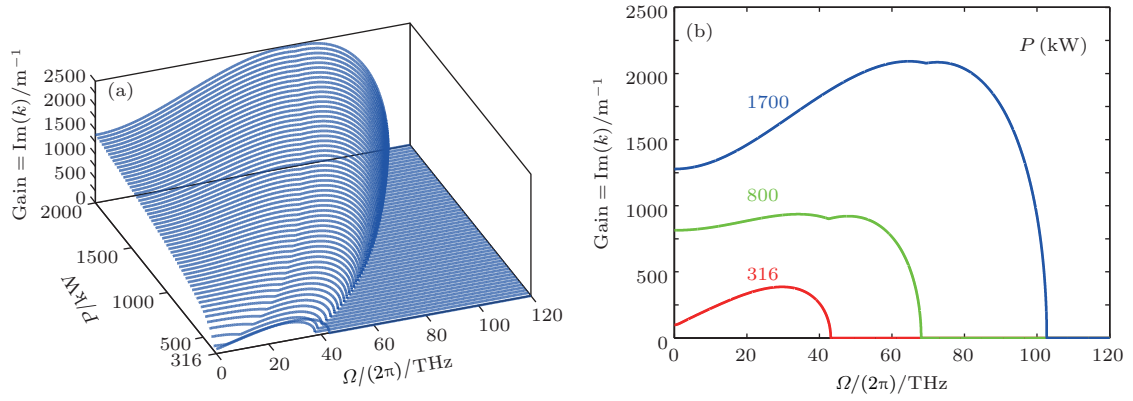


图7 参数  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$  时, 反常色散区 MI 增益谱随总功率  $P$  变化的三维图 (a) 和二维图 (b)

Fig. 7. (a) 3D and (b) 2D plots showing the variation of the MI gain spectrum with the total power in the anomalous dispersion regime for  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ ,  $C_1 = 0$ .

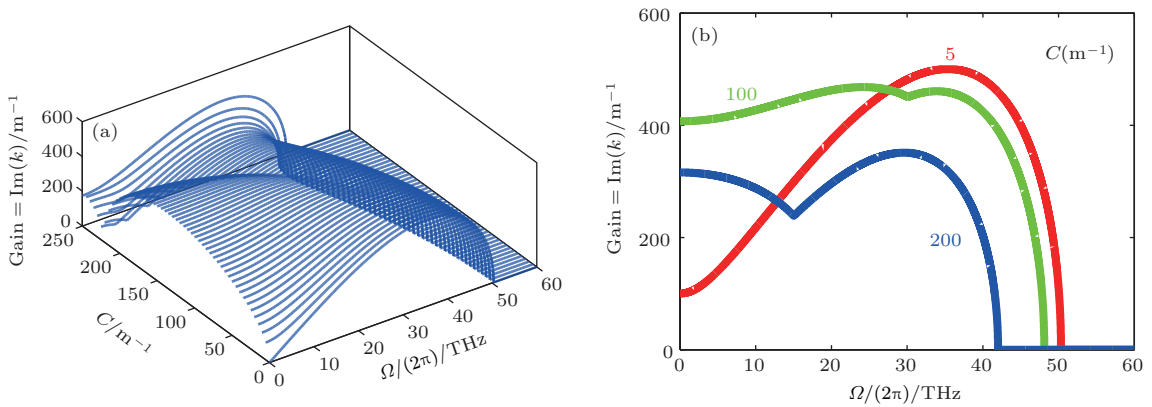


图8 参数  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C_1 = 0 \text{ ps/m}$  时, 反常色散区 MI 增益谱随耦合系数  $C$  变化的三维图 (a) 和二维图 (b)

Fig. 8. (a) 3D and (b) 2D plots showing the variation of the MI gain spectrum with the coupling coefficient  $C$  in the anomalous dispersion regime with  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C_1 = 0 \text{ ps/m}$ .

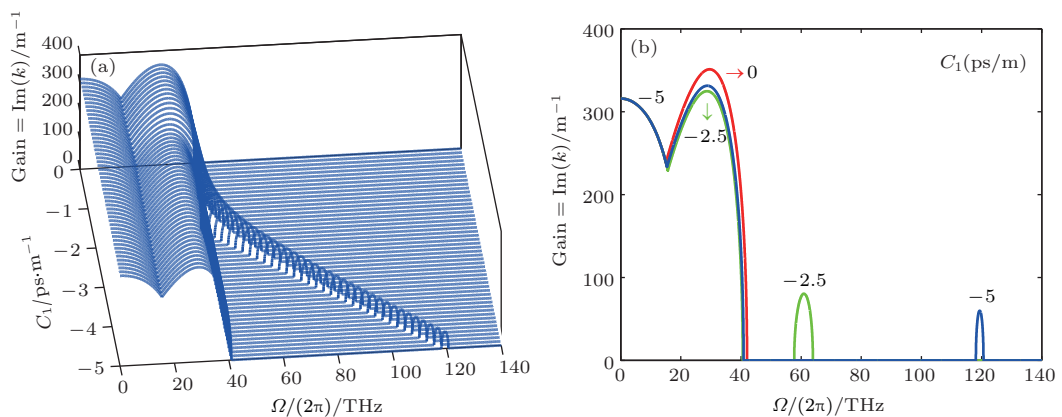


图9 参数  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$  时, 反常色散区 MI 增益谱随耦合系数色散  $C_1$  变化的三维图 (a) 和二维图 (b)

Fig. 9. (a) 3D and (b) 2D plots showing the variation of the MI gain spectrum with coupling coefficient dispersion  $C_1$  in the anomalous dispersion regime with  $\beta_2 = -0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\gamma = 2.5 \text{ (kW}\cdot\text{m)}^{-1}$ ,  $P = 400 \text{ kW}$ ,  $C = 200 \text{ m}^{-1}$ .

## 4 结 论

正三角型三芯光纤中等腰对称平面波有两种不同的场分布, 第一种场分布即如图 1 的芯 1 中场随总功率增强而越来越强, 芯 2、芯 3 中场越来越弱; 第二种场分布即如图 1 的芯 2 和芯 3 中场随总功率增强而越来越强, 芯 1 中场越来越弱, 芯 2、芯 3 中场越来越强. 本文首先详细地分析了正三角型三芯光纤等腰对称平面波两种场分布的特点, 其次系统研究了它在两种场分布下调制不稳定性增益谱的主要特征, 其中第一种场分布对应的调制不稳定性增益谱主要特征与双芯光纤非对称平面波的增益谱相似<sup>[35,43]</sup>, 而第二种场分布对应的调制不稳定性增益谱的主要特征与双芯光纤非对称平面波增益谱的主要特征有很大不同.

无扰动时, 第二种场分布在正常和反常色散区域均可产生不稳定性增益, 且在正常色散区域, 无扰动情况对应的增益最强, 而在双芯光纤非对称平面波增益谱中, 零扰动频率对应的 MI 增益为零<sup>[35]</sup>.

线性耦合系数在正常色散区域会增强增益谱的增益, 在反常色散区域会减弱增益谱的增益, 这与其在双芯光纤中的影响相似, 而耦合系数色散在正常和反常色散区域对三芯光纤等腰对称平面波的 MI 增益谱影响均非常弱, 这与其在双芯光纤中的影响完全不同.

## 参考文献

- [1] Alves E O, Cardoso W B, Avelar A T 2016 *JOSA B* **33** 1134
- [2] Copie F, Conforti M, Kudlinski A, Trillo S, Mussot A 2017 *Opt. Express* **25** 11283
- [3] Armaroli A, Biancalana F 2014 *Opt. Lett.* **39** 4804
- [4] Benjamin T B, Feir J E 1967 *J. Fluid Mech.* **27** 417
- [5] Fang Y, Yakimenko V E, Babzien M, Fedurin M, Kusche K P, Malone R, Vieira J, Mori W B, Muggli P 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 045001
- [6] Mithun T, Porsezian K 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013616
- [7] Zhong X, Cheng K, Chiang K S 2014 *JOSA B* **31** 1484
- [8] Canabarro A, Santos B, de Lima Bernardo B, Moura A L, Soares W C, de Lima E, Gleria I, Lyra M L 2016 *Phys. Rev. A* **93** 023834
- [9] Kibler B, Amrani F, Morin P, Kudlinski A 2016 *Phys. Rev. A* **93** 013857
- [10] Armaroli A, Trillo S 2014 *JOSA B* **31** 551
- [11] Agrawal G P 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 880
- [12] Tanemura T, Ozeki Y, Kikuchi K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 163902
- [13] Dinda P T, Porsezian K 2010 *JOSA B* **27** 1143
- [14] Bale B G, Boscolo S, Hammani K, Finot C 2011 *JOSA B* **28** 2059
- [15] Finot C, Wabnitz S 2015 *JOSA B* **32** 892
- [16] Tang D Y, Guo J, Song Y F, Li L, Zhao L M, Shen D Y 2014 *Opt. Fiber Technol.* **20** 610
- [17] Kennedy R E, Popov S V, Taylor J R 2006 *Opt. Lett.* **31** 167
- [18] Pan N, Huang P, Huang L G, Lei M, Liu W J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 090504 (in Chinese) [潘楠, 黄平, 黄龙刚, 雷鸣, 刘文军 2015 物理学报 **64** 090504]
- [19] Gu B, Yuan W, Frosz M H, Zhang A P, He S L, Bang O 2012 *Opt. Lett.* **37** 794
- [20] Bendahmane A, Mussot M, Kudlinski A, Szriftgiser P, Conforti M, Wabnitz S, Trillo S 2015 *Opt. Express* **23** 30861
- [21] Richardson D J, Fini J M, Nelson L E 2013 *Nature Photon.* **7** 354
- [22] Saitoh K, Matsuo S 2016 *J. Lightwave Technol.* **34** 55
- [23] Radosavljevic A, Danicic A, Petrovic J, Maluckov A, Haziwski L 2015 *JOSA B* **32** 2520
- [24] Sillard P, Molin D, Bigot-Astruc M, Amezcua-Correa A, de Jongh K, Achten F 2016 *J. Lightwave Technol.* **34** 1672
- [25] Wang L, Zhu Y J, Qi F H, Li M, Guo R 2015 *Chaos* **25** 063111
- [26] Zhang J H, Wang L, Liu C 2017 *Proc. R. Soc. A* **473** 20160681
- [27] Wang L, Zhang J H, Liu C, Li M, Qi F H 2016 *Phys. Rev. E* **93** 062217
- [28] Cai L Y, Wang X, Wang L, Li M, Liu Y, Shi Y Y 2017 *Nonlinear Dyn.* **90** 2221
- [29] Wang L, Jiang D Y, Qi F H, Shi Y Y, Zhao Y C 2017 *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simulat.* **42** 502
- [30] Wang L, Wang Z Q, Sun W R, Shi Y Y, Li M, Xu M 2017 *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simulat.* **47** 190
- [31] Ding W S, Xi L, Liu L H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7705 (in Chinese) [丁万山, 席峻, 柳莲花 2008 物理学报 **57** 7705]
- [32] Trillo S, Wabnitz S, Stegeman G I, Wright E M 1989 *JOSA B* **6** 889
- [33] Tasgal R S, Malomed B A 1999 *Phys. Scr.* **60** 418
- [34] Xiang Y J, Wen S C, Dai X Y, Fan D Y 2010 *Phys. Rev. E* **82** 056605
- [35] Li J H, Chiang K S, Chow K W 2011 *JOSA B* **28** 1693
- [36] Li J H, Chiang K S, Malomed B A, Chow K W 2012 *J. Phys. B* **45** 165404
- [37] Ding W, Staines O K, Hobbs G D, Gorbach A V, de Nobrega C, Wadsworth W J, Knight J C, Skryabin D V, Strain M J, Sorel M 2012 *Opt. Lett.* **37** 668
- [38] Tatsing P H, Mohamadou A, Bouri C, Tiofack G L, Kofane T C 2012 *JOSA B* **29** 3218
- [39] Nithyanandan K, Raja R V J, Porsezian K 2013 *Phys. Rev. A* **87** 043805
- [40] Zhang J G, Dai X Y, Zhang L F, Xiang Y J, Li Y F 2015 *JOSA B* **32** 1
- [41] Ali A K S, Porsezian K, Uthayakumar T 2014 *Phys. Rev. E* **90** 042910
- [42] Mohamadou A, Tatsing P H, Tiofack L C G, Tabi C B, Kofane T C 2014 *J. Mod. Opt.* **61** 1670
- [43] Li J H, Zhou H, Chiang K S, Xiao S R 2016 *JOSA B* **33** 2357



# Modulation instabilities in equilateral three-core optical fibers for isosceles-triangle symmetric continuous waves\*

Pei Shi-Xin Xu Hui Sun Ting-Ting Li Jin-Hua<sup>†</sup>

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Information Science and Technology, Jiangsu Key Laboratory for Optoelectronic Detection of Atmosphere and Ocean, Nanjing 210044, China)

( Received 18 July 2017; revised manuscript received 25 November 2017 )

## Abstract

Modulation instability (MI) of the isosceles-triangle symmetric continuous wave in equilateral three-core fibers (ETCFs) is studied in detail. The so-called isosceles-triangle symmetric continuous wave state is the planar wave where the fields in its two cores are identical but different from the field in the third core, and the premise of its existence is that the total power ( $P$ ) exceeds a minimum value ( $P_{\min}$ ) that depends on the linear coupling coefficient and nonlinear coefficient of ETCFs. For a given total power  $P$  ( $P \geq P_{\min}$ ), set the power in one core to be  $P_1$ , and the powers in the other two cores to be  $P_2$  ( $P = P_1 + 2P_2$ ), then two kinds of filed distributions will be found. The first kind is for  $P_1 > P_2$  with  $P_1$  becoming more and more large as total power  $P$  increases. By the linear stability analysis method, the main characteristics of MI in ETCFs are found which are quite similar to those of the asymmetric continuous wave states in two core optical fibers (TCFs). The other kind is that  $P_1$  becomes more and more small and  $P_2$  becomes more and more large as total power  $P$  increases. Through the same method, the main characteristics of MI in ETCFs are found which are distinctively different from those of the asymmetric continuous wave states in TCFs. On the one hand, MI can be generated in both normal and anomalous dispersion regimes without perturbations. In addition, the zero-perturbation frequency corresponds to the largest gain of MI in the normal dispersion regime. On the other hand, the coupling coefficient dispersion, which can dramatically modify the spectra of MI in TCFs, plays a minor role in both normal and anomalous dispersion regimes in ETCFs. In practical application, the findings in this paper are of guiding significance for studying the nonlinear effects of mode-division multiplexing system based on the multimode or multicore optical fibers.

**Keywords:** modulation instability, equilateral three-core fiber, isosceles-triangle symmetric continuous wave state

**PACS:** 42.65.Sf, 42.25.Bs, 42.81.Qb

**DOI:** [10.7498/aps.67.20171650](https://doi.org/10.7498/aps.67.20171650)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11605090), the Special Funds for Theoretical Physics in the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11447113), and the Natural Science Foundation of Jiangsu Provincial Universities, China (Grant No. 14KJB140009).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [lijinhua@nuist.edu.cn](mailto:lijinhua@nuist.edu.cn)