

二维多色阵列产生及控制*

吴昆 徐晗 吴健 曾和平[†]

(华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室 上海 200062)

摘要 基于超短脉冲非线性传输过程的空间分裂和级联非共线二阶非线性过程,可以在二阶非线性介质中直接产生二维多色阵列。所形成的二维瞬态光栅可以利用同步注入的超连续白光进行探测,并实现二维多色阵列上转换放大。利用相对强度很弱的二次谐波,可以对二维多色阵列及其上转换放大进行有效控制。

关键词 非线性光学,二维多色阵列,级联二阶非线性,弱光控制

Generation and control of two-dimensional multicolored transverse arrays

WU Kun XU Han WU Jian ZENG He-Ping[†]

(State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

Abstract Two dimensional multicolored transverse arrays have been demonstrated experimentally with pump intensities much lower than the material damage thresholds in quadratic nonlinear media based on quadratic nonlinearities. The 2D transient gratings formed could be probed with synchronized supercontinuum pulses, resulting in 2D multicolored up-converted parametric amplification. By seeding with a weak second harmonic beam, the 2D arrays could be suppressed in a controllable way.

Keywords nonlinear optics, 2D multicolored transverse arrays, cascaded quadratic nonlinearity, weak beam control

1 引言

强激光光束在传播过程中的波包分裂是当前非线性光学领域的研究热点之一。人们已经在不同的非线性系统中分别发现了强光波包在空间、时间以及时空耦合基础上的波包分裂现象^[1-10]。由输入光束的不对称性或者材料本身的各向异性引发的光束分裂能够形成多重二阶空间孤子^[11-16]。同时,可以利用一束非常弱的二次谐波(second harmonic, SH)脉冲对这种空间孤子进行有效的控制,并且控制过程与输入脉冲的相对相位无关^[16]。最近, Fleischer 等人利用光感应原理,在三阶非线性光敏材料中利用多束连续光之间的干涉形成二维光格子,当足够强的连续光在这些光格子中非线性传播时,分立的衍射演变为二维光孤子^[10]。另外,超短强激光脉冲

在三阶非线性材料中的自聚焦与光电离通道中等离子体的自散焦相互平衡,可导致超短强激光脉冲的拉丝现象。而强激光光束本身的像差能够抑制其拉丝效应,通过改变光束像差可以控制成丝的数目、花样以及空间稳定性等^[12]。由于孤子具有传播不变的独特特性,因此它在很多非线性领域都具有重要应用,例如信号处理、玻色-爱因斯坦凝聚的动力学过程、以及全光开关等。与三阶孤子不同的是,二阶空间孤子属于由基波(fundamental wave, FW)和SH组成的双波静态局域模式。迄今为止,实验上观察到的二阶空间孤子只局限于一维的多重孤子阵列^[17,18]。这主要是因为二维孤子波产生所需要的抽

* 国家杰出青年科学基金(批准号 10525416)、国家自然科学基金(批准号 60478011)资助项目

2006-11-15 收到初稿 2007-07-11 收到修改稿

[†] 通讯联系人. Email: hpzeng@phy.ecnu.edu.cn

运功率往往超过了非线性介质本身的损伤阈值,从而一直没能从实验上探索其物理本质。

基于二阶非线性介质,利用超短激光脉冲,我们首次在实验上观察到了二维多色阵列,并利用超连续白光实现了二维多色上转换参量放大。同时,通过注入一束较弱的 SH 光束,我们能够对二维阵列进行有效控制。

2 实验结果与讨论

我们获得二维多色阵列的方法和步骤如下:首先,在倍频过程中,由于 FW 和 SH 的强相互作用引入的空间相位调制和自聚焦等效应的相互平衡,椭圆入射光束在传输过程中发生波包分裂,形成一维空间分布的二阶空间孤子。然后,另一束非共线的 FW 光同步注入到晶体中,与先前波包分裂的光束之间发生级联非共线二阶过程,从而产生新的点阵;而这些新产生的点阵又参与到新的级联非共线二阶过程中,最后形成一个稳定的二维多色阵列。由于级联非共线二阶过程中相位匹配的要求,不同点阵的之间会有一定的频移,所以导致了多色二维阵列的形成。

2.1 一维二阶空间孤子的产生及其谐波弱光控制

实验所用的激光光源是美国光谱物理公司生产的掺钛蓝宝石再生放大飞秒激光系统。该系统输出的中心波长为 800 nm,重复频率为 1 kHz,脉冲半高宽为 50 fs。实验采用的二阶非线性介质为 4 mm 厚的 I 类相位匹配 BBO 晶体,沿 z 轴方向 29.18° 切割。从激光系统输出的光脉冲分为沿轴向传播的 k_1 和与轴向成小角度方向的 k_2, k_3 三束。 k_1 以一小角度经过镀了介质膜的球面反射镜后,沿轴向聚焦入射到 BBO 晶体上, k_2 则是经过球面反射镜和透镜的缩束后入射到 BBO 晶体上。 k_1 和 k_2 交叉入射,而 BBO 晶体则放置在使 k_1 倍频效率最高的角度。 k_3 在二维多色上转换参量放大过程中作为探测光束用来产生超连续白光。为了避免损伤, BBO 晶体放置于 k_1 焦点前 20 cm 处,晶体上 k_1 的光斑直径为 1.3 mm。

如图 1(a)所示, k_1 以约为 12° 的折叠角经过一高反射率的球面镜聚焦,非对称聚焦导致 k_1 的光斑呈椭圆状。以 $E(x, y) = F(x^2/a^2 + y^2/b^2)$ 来描述光斑形状,则 k_1 的椭圆率为 $e = b/a = 1.58$ 。具有这样椭圆率的光束能够在其短轴方向上空间分裂,从而

形成多个二阶空间孤子^[11-16, 19]。如图 1(b)所示,轴向传播的椭圆光 k_1 波包分裂成为多个二阶空间孤子。同时,我们发现,所形成的一维二阶空间孤子可以通过同步注入弱 SH 成分进行控制。如图 1(c)所示,实验中在 4 mm 的 BBO 晶体前放置一块 1 mm 厚的 BBO 晶体,用来在 k_1 中产生微弱的 SH 成分, SH 和 FW 脉冲能量的比率 (SH/FW) 通过调节 BBO 晶体的相位匹配角度来实现。如图 1(c)所示,一维二阶空间孤子在输入 SH/FW = 3.6% 时被完全抑制。与此同时,通过调节放置在两块 BBO 晶体之间的一块 1 mm 厚的 CaF_2 薄片的倾斜角,就可以实现 FW 和 SH 之间的相对相位在 0 到 2π 间连续调节,我们发现抑制现象与输入脉冲的相对相位无关。

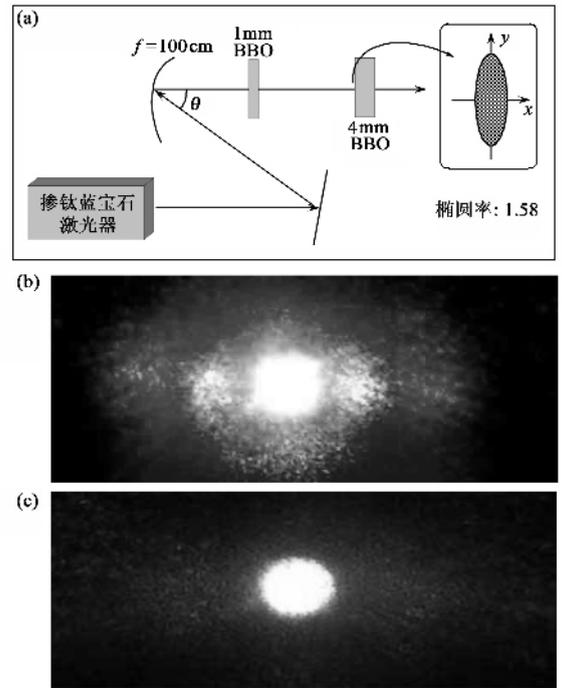


图 1 (a)产生一维二阶空间孤子的实验装置图 (b)抽运光 $\tau_0 = 250$ fs $I_{k_1} = 42.4$ GW/cm² 时一维二阶空间孤子的照片 (c)一维二阶空间孤子被 SH 抑制的照片,此时 SH/FW = 3.6%

2.2 二维多色阵列的产生及其谐波弱光控制

如图 2(b)所示,当 k_1 和 k_2 在晶体上交叉同步时,我们在垂直于 k_1 方向上观察到的二维的多色阵列大致可分为红色和蓝色两套阵列。为了讨论方便,我们将二维多色阵列中不同的点阵用 $R(n_r, m_r)$ (红色点阵)和 $B(n_b, m_b)$ (蓝色点阵)标注,其中 x 轴对应于水平方向(即 BBO 晶体的 o 光偏振方向)。图 2 还给出了二维多色阵列的照片以及纵向上若干点 $R(n_r = 1, m_r)$ 和 $B(n_b = 1, m_b)$ 的光谱信息,此时

的抽运强度分别为 $I_{k_1} = 17.0$ 和 $I_{k_2} = 42.4 \text{ GW/cm}^2$ 。处于同一行上的红色或者蓝色的点,它们光谱上的差异比较小(小于 10nm),而不同行之间点在光谱上的移动可以非常明显地观察到。与一维二阶空间孤子一样^[16],我们在产生二维多色阵列时加入微弱的 SH 脉冲,通过观察其变化过程来研究一维二阶空间孤子在形成二维多色阵列中所起的作用。

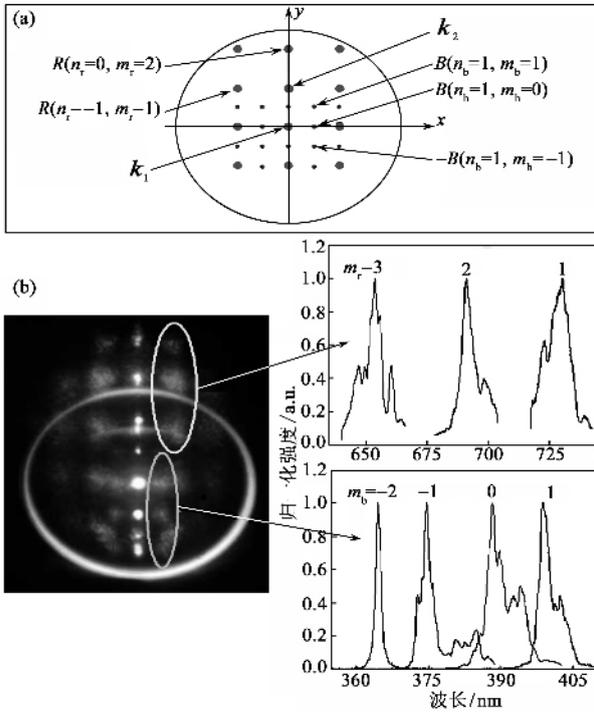


图2 (a)二维多色阵列的坐标 (n_r, m_r) 和 (n_b, m_b) 注释,其中 x 轴对应于水平方向(即 BBO 晶体的 o 光偏振方向) (b) $I_{k_1} = 42.4 \text{ GW/cm}^2$ $I_{k_2} = 2.5 \text{ GW/cm}^2$ 时,二维多色阵列的照片及 $R(n_r = 1, m_r = 1, 2, 3)$ 、 $B(n_b = 1, m_b = -2, -1, 0, 1)$ 各点的光谱

图3(a)(b)(c)给出了不同强度 SH 注入下的二维多色阵列被控制的图片,当 SH/FW 能量比增长到 3.6% 时,二阶空间孤子就被完全抑制了。与此同时,二维多色阵列也由二维完全转换为一维,即 $R(n_r \neq 0, m_r)$ 和 $B(n_b \neq 0, m_b)$ 点的二维光谱图案都被完全抑制了。值得注意的是,在 SH/FW 能量比为 3.2% 时,二维多色阵列由二维向一维的切换与 k_1 的 FW 和 SH 之间的相对相位无关,这对应于与二阶空间孤子的相位无关的控制^[16]。二维多色阵列的空间及光谱特性主要是由输入光的级联非共线二阶过程、一维二阶空间孤子以及不同行列的二维多色阵列共同决定的。产生多色阵列的抽运强度只需要 7.8 GW/cm^2 , 远远低于介质的损伤阈值,这种新方法为研究二维二阶空间孤子提供了有力的实验手

段。另外,只要微弱的 SH 脉冲就能抑制二维多色阵列和二维多色上转换参量放大的产生(如下讨论),并且抑制过程不受初始相位的影响,这也为实现弱光控制强光的全光开关提供了有效途径。

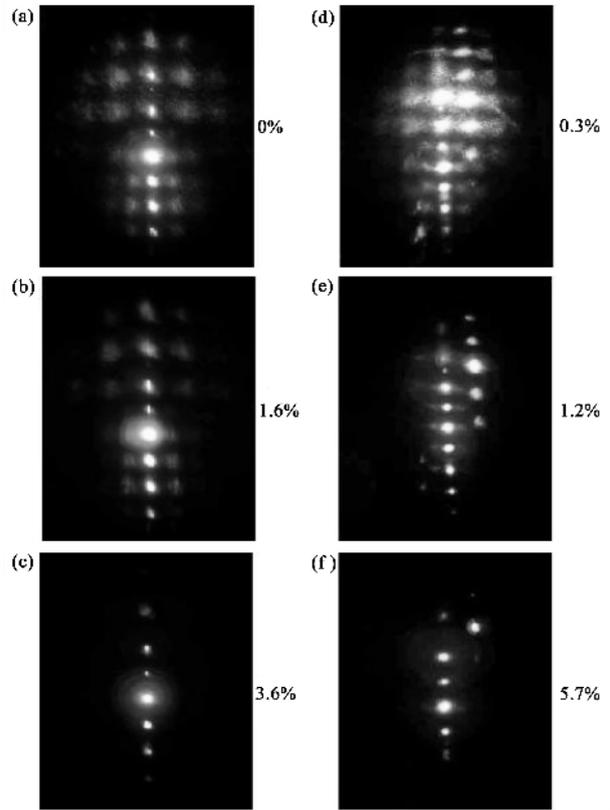


图3 $I_{k_1} = 24.2 \text{ GW/cm}^2$ $I_{k_2} = 22.9 \text{ GW/cm}^2$ 二维多色阵列和二维多色上转换参量放大的 SH 弱光控制照片 (a) SH/FW = 0% (b) SH/FW = 1.6% (c) SH/FW = 3.6% (d) SH/FW = 0.3% (e) SH/FW = 1.2% (f) SH/FW = 5.7%

2.3 二维多色上转换参量放大及其谐波弱光控制

在形成二维多色阵列的同时,级联非共线二阶过程还在晶体内部形成瞬态光栅,如图4(a)所示。同步注入的超连续白光会先被光栅衍射开,在每个衍射方向上被放大,形成二维的多色上转换参量放大图案。实验中,将 k_3 适当衰减并聚焦到一块 2 mm 厚的宝石片上,便可以得到稳定的超连续白光,并使用滤光片除去其中剩余的 800 nm 光成分。图4(b)和(c)给出了超连续白光以不同入射角入射的多色上转换参量放大照片,超连续白光分别入射到二维多色阵列点 $R(n_r = 1, m_r = 2)$ 和 $R(n_r = 2, m_r = 1)$ 上。二维多色上转换参量放大的光谱几乎覆盖了可见光波段,在超连续白光入射到 $R(n_r = 1, m_r = 2)$ 时,二维多色上转换参量放大的光谱范围可以从

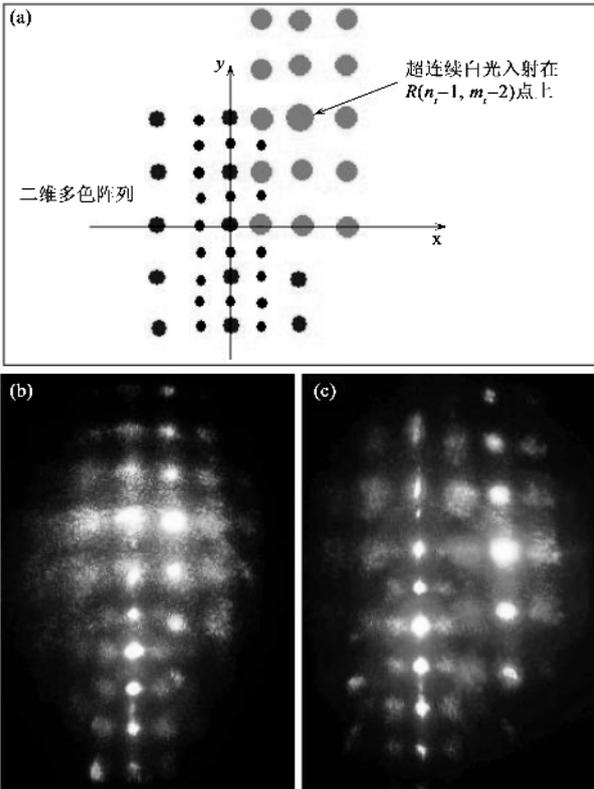


图4 (a)超连续白光入射到 $R(n_r=1, m_r=2)$ 时被瞬态光栅衍射放大示意图 (b)超连续白光入射到 $R(n_r=1, m_r=2)$ 时二维多色上转换参量放大的照片 (c)超连续白光入射到 $R(n_r=2, m_r=1)$ 时二维多色上转换参量放大的照片

450 nm 延伸到 600 nm。二维多色上转换参量放大图案上每个部分对应的中心波长决定于其衍射方向,瞬态光栅将超连续白光在 y 方向上的频谱展开,因而不同纵向角度上二维多色上转换参量放大的点光谱差异很大,以 $n_r=1$ 为例,各点的中心波长从 450 nm 到 600 nm 各不相同。而在横向上,光谱基本上没有变化,同一行上其各部分的波长差异不超过 10 nm。我们选取二维多色上转换参量放大图案上相邻的两个点,经衰减使其具有相同的强度,经过分束镜后互相重合,在适当的延时下,就观察到了清晰的干涉花样,这说明种子光在衍射和形成二维多色上转换参量放大过程中相位都保持不变。同时,形成二维多色上转换参量放大的瞬态光栅基础是一维二阶空间孤子和级联非共线二阶过程,和二维多色阵列一样,二维多色上转换参量放大也能够利用 SH 脉冲进行抑制。图 3(d—f)给出了二维多色上转换参量放大在不同 SH/FW 能量比下的照片。当 SH/FW 约为 1.2% 时,二维多色上转换参量放大就转换为一维,而在 SH/FW 约为 5.7% 时,就只有在入射方向上还存在放大,抑制二维多色上转换参量放大

的 SH/FW 阈值与抑制一维二阶空间孤子和二维多色阵列的阈值相一致。在 SH/FW = 1.2% 时,SH 脉冲对二维多色上转换参量放大的抑制也与 FW 和 SH 之间的相对相位无关。

3 结束语

综上所述,我们在二阶非线性介质中观察到了超快强激光的二维多色阵列、二维多色上转换参量放大。二维多色阵列和二维多色上转换参量放大都具有极宽的频谱分布,而且二维多色上转换参量放大还是相位相关的上转换放大,这就使得它们在超快动力学的抽运-探测、频率上转换、受激拉曼散射以及脉冲合成等领域有着广阔的应用前景。特别是只要微弱的 SH 脉冲就能抑制二维多色阵列和二维多色上转换参量放大的产生,并且抑制过程不受初始相位的影响,这也提供了一种实现弱光控制强光的全光开关的有效手段。

参考文献

- [1] Tai K, Hasegawa A, Tomita A. Phys. Rev. Lett., 1986, 56 :135
- [2] Malendevich R, Jankovic L, Stegeman G *et al.* Opt. Lett., 2001, 26 :1879
- [3] Liu X, Qian L, Wise F. Phys. Rev. Lett., 1999, 82 :4631
- [4] Liu X, Beckwitt K, Wise F. Phys. Rev. Lett., 2000, 85 :1871
- [5] Salerno D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 91 :143905
- [6] Conti C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90 :170406
- [7] Trapani P Di *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 91 :093904
- [8] Akozbek N, Iwasaki A, Becker A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89 :143901
- [9] Méchain G, Couairon A, Franco M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 93 :035003
- [10] Fleischer J, Segev M, Efremidis N *et al.* Nature (London), 2003, 422 :147
- [11] Kim H, Jankovic L, Stegeman G *et al.* Opt. Lett., 2003, 28 :640
- [12] Dubietis A, Tamošauskas G, Fibich G *et al.* Opt. Lett., 2004, 29 :1126; Fibich G, Eisenmann S, Ilan B *et al.* Opt. Lett., 2004, 29 :1772
- [13] Polyakov S, Malendevich R, Jankovic L *et al.* Opt. Lett., 2002, 27 :1049
- [14] Polyakov S, Stegeman G. Phys. Rev. E, 2002, 66 :046622
- [15] Carrasco S *et al.*, Phys. Rev. E, 2003, 67 :046616
- [16] Polyakov S, Kim H, Jankovic L *et al.* Opt. Lett., 2003, 28 :1451
- [17] Fuerst R *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78 :2756
- [18] Schiek R, Fang H, Malendevich R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2001, 86 :4528
- [19] Zeng H, Wu J, Xu H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92 :143903
- [20] Polyakov S *et al.* Opt. Express, 2003, 11 :1328