

基于固体介质的倍频程连续光谱产生的研究进展

赵昆 许思源 江昱佼 高亦谈 刘阳阳 何鹏 滕浩 朱江峰 魏志义

Research progress on octave supercontinuum generation in solid medium

Zhao Kun Xu Si-Yuan Jiang Yu-Jiao Gao Yi-Tan Liu Yang-Yang He Peng Teng Hao Zhu Jiang-Feng Wei Zhi-Yi

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 124203 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180706

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180706>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I12>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[等离子体光栅靶的表面粗糙度对高次谐波产生的影响](#)

Effect of plasma grating roughness on high-order harmonic generation

物理学报.2017, 66(24): 244209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.244209>

[基于半解析自洽理论研究相对论激光脉冲驱动下阿秒 X 射线源的产生](#)

Attosecond X-ray generation driven by the relativistic laser pulse based on the semi-analytical self-consistent theory

物理学报.2017, 66(20): 204205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204205>

[基于固体薄片超连续飞秒光源驱动的高次谐波产生实验](#)

High harmonic generation experiments based on solid-state supercontinuum

物理学报.2017, 66(13): 134207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.134207>

[分子轨道高时空分辨成像](#)

Molecular orbital imaging with high spatial and temporal resolutions

物理学报.2016, 65(22): 224207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224207>

[不同核轴取向的 O₂ 的高次谐波](#)

High-order harmonic generation of O₂ molecules with different nuclear axis orientations

物理学报.2016, 65(11): 114205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.114205>

基于固体介质的倍频程连续光谱产生的研究进展*

赵昆¹⁾ 许思源²⁾ 江昱佼²⁾ 高亦谈¹⁾³⁾ 刘阳阳¹⁾³⁾ 何鹏²⁾
滕浩¹⁾ 朱江峰²⁾ 魏志义¹⁾³⁾†

1)(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

2)(西安电子科技大学物理与光电工程学院, 西安 710071)

3)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2018年4月16日收到; 2018年5月9日收到修改稿)

超快激光经过透明介质时由于非线性作用光谱会得到展宽, 甚至能够产生超过一个倍频程的相干超连续光谱, 这样的光源能够压缩得到几个甚至单个光周期的超短脉冲, 并在现代超快科学的各个领域得到了广泛应用. 实验中已经在气体、液体和固体中都观测到了光谱的展宽, 目前较为成熟的方法是使用充满惰性气体的空芯光纤和具有高非线性效应的固体材料展宽光谱. 但空芯光纤由于芯径限制无法用于高能量激光脉冲的光谱展宽, 而固体材料又容易被高功率密度的脉冲激光损坏. 随着激光技术的发展其脉冲能量不断提高, 一种新的、利用多片薄固体介质实现光谱展宽的方式被提出. 多片薄的非线性介质可以实现光谱展宽的逐片累积, 而且避免了激光在介质中因自聚焦产生过高功率密度带来的损坏. 目前使用这种方法已经在实验上得到了近毫焦尔量级的倍频程光谱, 覆盖了近紫外到中红外的整个区域, 并实现了脉冲压缩. 本文简要回顾了超快激光在固体中光谱展宽的发展历程, 概述了新型薄片固态介质产生超连续光谱的原理, 对近年来使用此新方法的实验进行了简要分析, 并对其发展前景进行了展望.

关键词: 超连续光源, 非线性光谱展宽, 固体薄片介质, 倍频程光谱

PACS: 42.65.Ky, 42.65.Jx, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.67.20180706

1 引言

实验中超连续光谱可以在气体、液体和固体中产生^[1-3], 尤其是钛宝石飞秒激光脉冲通过充满惰性气体的空芯光纤可以得到一个倍频程的光谱, 覆盖从近紫外(波长300—400 nm)到近红外(1000 nm左右)的整个区域^[4]. 超过一个倍频程的连续光谱可以压缩成短至接近一个光周期的飞秒脉冲^[5,6], 是产生孤立阿秒脉冲的重要驱动光源^[7,8]. 同时, 倍频程连续光谱利用 $f-2f$ 干涉仪可以对脉冲的载波包络相位(carrier-envelope phase,

CEP)进行测量和锁定^[9]; 可见光波段的超连续谱通过自差频过程产生中红外波段(1—5 μm)的连续光谱可以作为中红外光学参量放大器的种子源^[10]; 超宽光谱在瞬态光谱学^[11]、计量学^[12]和光学相干断层扫描^[13]等诸多领域都有重要的应用.

利用较长的飞秒脉冲(对应较窄光谱)在固体材料中进行光谱展宽并对脉冲压缩的技术已经在实验中得到应用, 但是在传统实验中光谱的展宽很难达到一个倍频程^[14]. 而近些年来, 文献中已经报道了从固体非线性材料中产生与空芯光纤光谱宽度结果近似的超连续谱^[3,15], 并且有结果显示可以获得周期量级的中红外超短脉冲^[16-19]. 在光谱

* 国家自然科学基金重大项目(批准号: 61690221)、国家自然科学基金重点项目(批准号: 11434016)、国家自然科学基金(批准号: 11574384, 11674386)、国家重点研发计划(批准号: 2017YFB0405202)、中国科学院仪器研制项目(批准号: YZ201658)、中国科学院前沿科学重点研究计划(批准号: QYZDJ-SSW-JSC006)和中国科学院战略性先导科技专项(B类)(批准号: XDB16030200)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

展宽过程中,除了引起超连续光谱产生的自相位调制 (self-phase modulation, SPM) 效应,光学克尔效应 (optical Kerr effect) 也不可避免地带来自聚焦 (self-focusing),使入射激光光束直径减小.随着光束的收缩,其峰值功率密度急剧增加,引起多光子激发和电离等过程,甚至成丝;如果能量够高,将会导致严重的光斑畸变、脉冲能量损失和相干性损失以及材料的永久损坏^[20],所产生的宽光谱也很难进行压缩和应用.有实验组利用中心波长 4 μm、能量 21 mJ、宽度 94 fs 的脉冲在 YAG 晶体中实现了光谱展宽并压缩到 30 fs,但输出的超连续光谱没有覆盖倍频程^[21].利用固体材料产生的倍频程超连续光谱的能量到本文将要介绍的新技术出现之前仅限于百微焦或更低.

近年来有研究者提出可以使用薄片形状的固体材料以减少激光脉冲在介质中传播的光程,从而使脉冲的非线性效应尚未积累至出现强烈自聚焦、光束塌缩和介质损坏之前就离开介质,避免能量损失和材料破坏^[14,22,23].但是一块固体薄片很难为超连续谱的产生提供足够的非线性效应,如果使用多片相同或相似结构的材料构成周期性系统可以逐步累积光谱的非线性展宽,最终得到更好的展宽效果^[24].目前,在缩束望远镜的焦点附近插入多块固体薄片得到了亚毫焦量级的倍频程光谱^[25],并压缩至只有两个周期的超短脉冲^[26]:入射光斑在焦点附近通过固体薄片形成光谱展宽,在较强的自聚焦现象出现之前离开,在空气中聚焦再发散,然后进入第二片薄片材料发生同第一片一样的过程,如此经过多块薄片直至光谱达到最宽.而在更高的脉冲能量下,可以不使用望远镜系统,依靠薄片带来的自聚焦形成正透镜,就有可能通过类似的周期性系统达到大能量的光谱展宽.

2 固体中光谱的展宽

2.1 自相位调制与自陡峭

光学克尔效应引起的 SPM 和自聚焦是介质中产生非线性光谱展宽的主要原因^[27-29].SPM 又称纵向克尔效应^[30],自聚焦又称横向克尔效应.当高能量的激光通过介质时,折射率与光场存在非线性关系,可写为^[31]

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t), \quad (1)$$

其中 n_0 为无光场作用时介质自身的折射率,又称线性折射率; n_2 为非线性折射率系数; $I(t)$ 为激光场强度.圆频率为 ω 的平面光波 E 在非线性介质中传输经过距离 L 后的非线性相位变量 φ 表示为

$$E(t) = E_0 e^{i\varphi}, \quad (2)$$

$$\varphi(t) = \frac{\omega}{c} n_0 L + \frac{\omega}{c} n_2 I(t) L, \quad (3)$$

其中 c 为真空中光速, E_0 为入射电场.可见激光脉冲强度与时间相关,非线性相移也与时间相关.于是会产生依赖于时间的频率偏移:

$$\delta\omega = -\frac{\partial\varphi(t)}{\partial t} = -\frac{\omega}{c} n_2 L \frac{\partial I(t)}{\partial t}. \quad (4)$$

SPM 产生了新的频率成分,导致光脉冲的光谱展宽,展宽量可以大致表示为

$$\Delta\omega = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{I_0}{\tau}, \quad (5)$$

其中 I_0 为脉冲峰值强度, τ 为脉冲宽度.对应于正的 n_2 ,在脉冲的前沿会产生新的低频成分,在脉冲的后沿会产生新的高频成分;这些新的频率成分并不同步,但都在原有的脉冲包络内.

由于群速度对光强的依赖还会造成光脉冲的自陡峭 (self-steepening) 现象.光脉冲的轮廓一般可以近似为高斯函数,脉冲的峰值和两翼的强度分布不同.根据非线性折射率 $n(t)$ 可知,脉冲中心峰值处强度高,折射率较大;导致脉冲中心峰值处的群速度慢于脉冲两侧的群速度,脉冲峰值不断向后沿移动,脉冲出现不对称的形状.由于脉冲峰值强度处向后移动,脉冲后沿强度随时间变化更快, $\partial I(t)/\partial t$ 更大;由 (4) 式可知这种变化会在脉冲后沿产生更多的高频成分,导致短脉冲的 SPM 展宽的光谱形成不对称的结构,后沿产生的高频部分较前沿在低频部分有更大的展宽.

1984 年, Yang 和 Shen^[28] 详细讨论了脉冲激光在固体介质中光谱展宽的原理并进行了定量计算.他们指出脉冲激光在固体介质中由于相位调制而产生光谱展宽,同时斯托克斯和反斯托克斯位移造成了光谱展宽的不均匀性,而自陡峭进一步加剧了这样的不对称性,计算结果也与 Fork 等^[32] 的实验结果一致.

2.2 固体超连续

1967 年, Shimizu^[2] 首次用 SPM 解释脉冲激光在介质中频谱展宽现象,实验中使用调 Q 红宝石激光器在充满二硫化碳的液体池中形成克尔效应,

利用成丝对光谱进行了展宽. 1970年, Alfano在方解石、石英、氯化钠和几种玻璃固体介质中使用皮秒激光产生成丝, 用SPM和自陡峭解释了其中的光谱展宽原理^[27,33].

近些年有研究者提出用长度较短的非线性材料对光谱进行展宽. 2009年, Bradler等^[3]用纳焦耳量级的飞秒脉冲激光分别在3—4 mm长的YAG, KGW, GdVO₄, YVO₄和白宝石中进行了超连续产生实验, 通过改变晶体长度、脉冲聚焦位置等, 在KGW晶体片中得到了超过倍频程的光谱展宽. 2012年, Silva等^[16]则将3.1 μm, 85 fs, 6.9 μJ的脉冲激光聚焦在2 mm的YAG晶体片上, 得到了光谱覆盖450—4500 nm宽达3.3个倍频程的超连续. 随后其他一些实验室也使用微焦量级的激光在厚度为毫米量级的晶体片中得到了一个倍频程以上的光谱展宽, 并压缩得到小于3个光周期的中红外脉冲^[17–19].

微焦量级的少周期脉冲并不能完全满足应用的要求, 更多的实验需要亚毫焦甚至毫焦量级的能量. Shumakova等^[21]使用3.9 μm, 20 Hz, 21 mJ, 94 fs的中红外激光, 将2 mm厚的YAG晶体按照布儒斯特角放置在焦点前进行光谱展宽, 压缩后得到了少于三个周期的中红外脉冲. 由于布儒斯特角的放置表面反射被降到最低, 自压缩后能量仍有19.7 mJ, 但是并没有得到倍频程的光谱.

为了得到周期量级的脉冲, 需要将光谱展宽到接近甚至超过一个倍频程再压缩, 显然纳秒或皮秒激光器很难满足这样的要求. 随着激光技术的发展, 钛宝石激光已经得到广泛应用, 其脉冲宽度普遍在数十个飞秒, 峰值功率在兆瓦和太瓦级别, 最高可以达到拍瓦. 这样高峰值功率的脉冲激光聚焦时会对固体材料产生严重的损坏. 即使并未导致材料损坏, 功率密度过高时, 介质中也会产生多个非线性过程, 不仅包括SPM还有多光子电离甚至形成等离子体和等离子体通道(成丝). 此时产生的光谱展宽, 由于多光子电离和其他非线性过程的相位随机性, 展宽后光谱各频率成分的相位一部分存在随机性, 由于相位不固定在压缩脉冲时将损失这部分能量和光谱; 同时, 多光子电离等过程带来的相位噪声对CEP锁定也会有很大的影响.

上述原因限制了固体超连续在实验及商业中的使用, 而使用充满惰性气体的空芯光纤进行光谱展宽成为主要的方式^[1]. 由于空芯光纤的光波导作用, 而且气体的非线性系数很低, 激光在其中传播

时并不会产生严重的自聚焦, 也不用像固体介质一样担心被损坏. 但是空芯光纤需要通过对入射光聚焦以实现模式匹配, 从而要求良好的光束指向性, 否则很容易打坏光纤端面. 同时入射激光的能量受到限制, 过大的能量导致空芯光纤中过强的非线性效应或者电离的产生. 虽然可以适当增加空芯光纤的芯径来解决大能量激光带来的负面影响, 但是过大的芯径又会使空芯光纤失去其光波导传输优势.

薄片固体材料虽然能够实现高能量激光脉冲的非线性光谱展宽, 但是一片材料带来的展宽效应远远不够, 使用多片薄片材料则有可能积累足够的非线性效应.

3 新型固体超连续展宽

3.1 周期性结构的薄片组

2006年, Centurion等^[34]在实验中证实由固体薄片和空气组成的周期结构中由自聚焦和衍射效应对飞秒激光脉冲形成了一个准波导结构, 使其光斑大小限制在一个较小值附近小幅度振荡, 并可以如此传播远超过瑞利长度的距离. 当然, 随着传播过程中能量损失等因素, 光束的自聚焦逐渐减弱, 这种准波导效应也随之减弱消失, 光斑最终还是发散. 但是, 这种结构为固体薄片非非线性光谱展宽的积累提供了一种切实可行的实验方法.

2013年有研究者提出可以使用多片材料进行光谱展宽^[35], 并计算模拟了能量高达13 PW、脉宽120 fs、光斑40 cm的近红外激光入射到熔石英薄片组, 展宽后得到的光谱可以从700 nm到1400 nm覆盖了一个倍频程, 输出的脉冲宽度170 fs, 再压缩便可得到接近转换极限的周期量级脉冲. 从其模拟结果可以看到一种在高能量下达到倍频程展宽的新思路.

2014年, Lu等^[25]首次在实验上实现了多片熔石英薄片展宽得到倍频程的光谱. 他们使用4片0.1 mm厚布儒斯特角放置的熔石英薄片组成展宽系统, 对800 fs, 140 μJ的钛宝石飞秒脉冲进行光谱展宽, 得到了超过一个倍频程的光谱(450—980 nm). 由于自聚焦形成的软光阑, 使得展宽后的光斑形成外环内斑的结构, 中心内斑能量为76 μJ, 效率54%, 能量稳定性为0.83%, 光束质量 M^2 为1.25. 这是首次在实验上实现了使用周期性结构的薄片组进行倍频程的光谱展宽.

他们也对实验进行了计算^[36], 利用传播方程对激光传播过程中随时间和空间的变化进行了模拟. 由模拟计算得到在低能量的情况下使用长聚焦使薄片保持在瑞利长度内可以得到SPM的能量密度, 同时材料中产生的自聚焦和空气中的散焦使到达后一片上的光斑能够保持同样的大小和能量密度, 在这种情况下使用4片0.1 mm厚的薄片能得到倍频程光谱展宽. 模拟结果显示了光谱在薄片组和空气中展宽演化的过程, 展宽主要发生在薄片组中, 而在空气中的展宽量则可以忽略. 计算得到的展宽结果与实验基本符合.

2016年, Seidel等^[37]在15 mm厚的固体介质中展宽了微焦量级250 fs激光脉冲的光谱, 并在对该实验进行数值模拟的基础上, 又进一步模拟了10 μJ能量的脉冲通过10片0.5 mm厚的石英薄片的光谱展宽情况. 他们讨论了微焦量级较长飞秒脉冲的光谱展宽, 其主要结果也未涉及倍频程光谱的获得, 但是强调了固体薄片组光谱展宽中的一些重要甚至是核心的概念. 指出了在自聚焦使光束塌缩达到损坏介质之前让其离开介质, 使焦点形成在空气中而不是固体介质中, 尽量避免电离从而减少介

质中的热效应和输出功率的不稳定性, 并预言仅依靠固体材料中的SPM过程就有可能实现高能量的少周期脉冲产生. 此外, 单块材料实验显示光谱中心波长的光斑带有外环, 而展宽得到的光谱成分只有中心光斑, 这与模拟结果中内部光斑得到了有效的光谱展宽而外环则没有的结果相同. 他们根据模拟结果提出光束在薄片组中由于内外环发散角不同而在每次聚焦时位置变化而造成一种匀化的效果. 此效果与Centurion等^[34]提出薄片结构的准波导效应一起为光束在固体薄片组中传播方式的描述提供了良好的理论及实验基础.

周期性薄片组利用激光在介质中的克尔效应对光谱进行展宽, 激光进入第一片非线性介质中发生自聚焦, 传播过程中由于SPM与自陡峭的作用, 脉冲的光谱得到展宽. 在自聚焦的程度达到损坏介质之前让其离开介质, 在空气中聚焦再散焦. 但是一片薄片提供的非线性效应太小, 光谱展宽量较小. 使用多片这样的薄片, 在前一片出射的光束散焦过大之前再进入第二片, 多次经过这样的薄片非线性得到累积, 光谱展宽才能够达到倍频程. 薄片组中光斑大小的变化如图1所示.

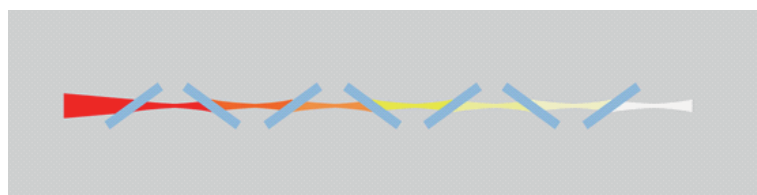


图1 薄片组中光斑大小变化示意
Fig. 1. Beam size variation in multiple thin plates.

3.2 实验结果

利用这种方法我们使用7片0.1 mm的熔石英薄片, 得到了亚毫焦量级的倍频程光谱^[26]. 实验中使用钛宝石激光器作为光源, 其脉冲为1 kHz, 0.8 mJ, 30 fs, 中心波长790 nm. 经过望远镜系统

缩束后, 使用 $f = 2000$ mm的长焦透镜进行聚焦, 焦点处的光斑大小约为0.6 mm (峰值强度 $1/e^2$ 处光斑直径), 瑞利长度为35 cm, 峰值功率密度为 9.4×10^{12} W/cm². 通过薄片组展宽后, 出射光经过一对尖劈, 利用凹面镜准直进入啁啾镜组进行脉冲压缩, 如图2所示.

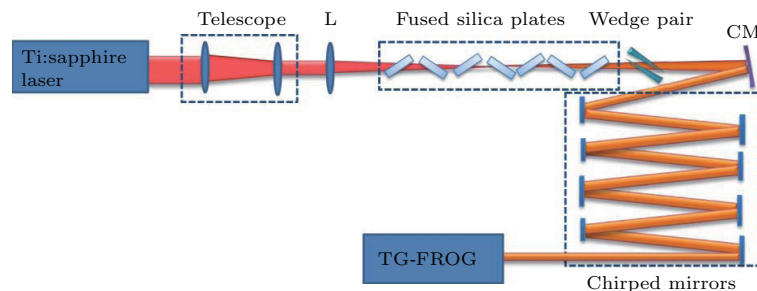


图2 熔石英薄片组中超连续光谱产生和脉冲压缩的实验装置^[26]
Fig. 2. Experimental setup for supercontinuum generation in fused silica plates and pulse compression^[26].

经过7片布儒斯特角放置的熔石英薄片后光谱展宽从450 nm到950 nm, 超过一个倍频程, 如图3所示. 光谱展宽后的能量为0.7 mJ, 效率高达87.5%, 好于空芯光纤, 啁啾镜压缩后的能量超过0.6 mJ. 出射脉冲的两个方向上光束质量 M^2 为1.69和1.86, 而入射光相应的 M^2 为1.34和1.68, 经过薄片后光束质量基本保持不变. 实验使用一台自主搭建的基于瞬态光栅的频率分辨光学开关(TG-FROG)^[38]对脉宽进行测量, 压缩后的脉宽为5.4 fs (两个光周期), 接近傅里叶转换极限3.5 fs, 脉冲能量达0.13 TW, 能量稳定性为0.45%.

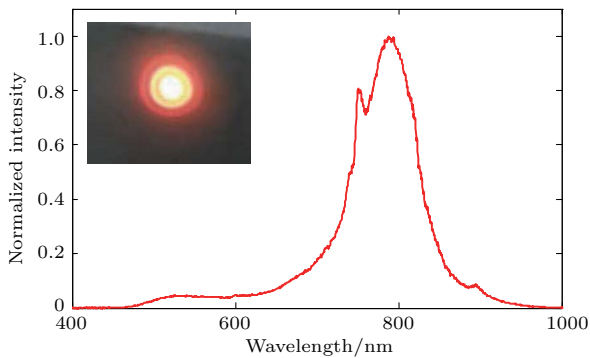


图3 七片熔石英薄片后的超连续光谱和光斑^[26]
Fig. 3. Supercontinuum and beam profile after the laser beam propagated through seven fused silica thin plates^[26].

使用光谱仪可以看到每一片薄片后光谱逐渐展宽, 至第七片后达到最宽. 前三片中光谱展宽主要来自SPM效应, 光谱的两翼较为对称; 从第四片熔石英后自陡峭效应出现, 光谱逐渐向高频方向展宽, 形成了光谱的不对称性. 这个过程与SPM和自陡峭效应的原理符合. 同时用TG-FROG观察了每一片后脉冲的变化情况, 与光谱演化的过程对应, 观察到第四片后脉冲峰值逐渐后移形成了自陡峭, 使得后几片薄片光谱的展宽主要来自自陡峭效应, 如图4所示. 从实验结果能够清楚地看到在薄片组成的固体展宽系统中SPM和自陡峭是脉冲光谱展宽的主要原因, 不存在其他破坏脉冲相干性的过程, 使展宽后得到的超连续光谱可以被压缩并锁定 CEP, 是一种新的固体超连续光源.

薄片系统不仅可以对近红外的飞秒激光进行光谱展宽, 我们还将钛宝石激光器的近红外光通过BBO (偏硼酸钡) 晶体进行倍频得到400 nm的飞秒激光, 再进入薄片系统展宽光谱^[39]. 倍频后脉冲的宽度为33 fs, 能量0.2 mJ; 经过薄片组后光谱展

宽从350 nm到450 nm, 有37 nm的半高全宽, 能量为0.15 mJ, 效率约为75%. 啁啾镜压缩后的脉宽为8.6 fs, 而傅里叶转换极限接近7 fs. 从实验结果分析, 展宽后的光谱两侧较为对称, 如图5所示,

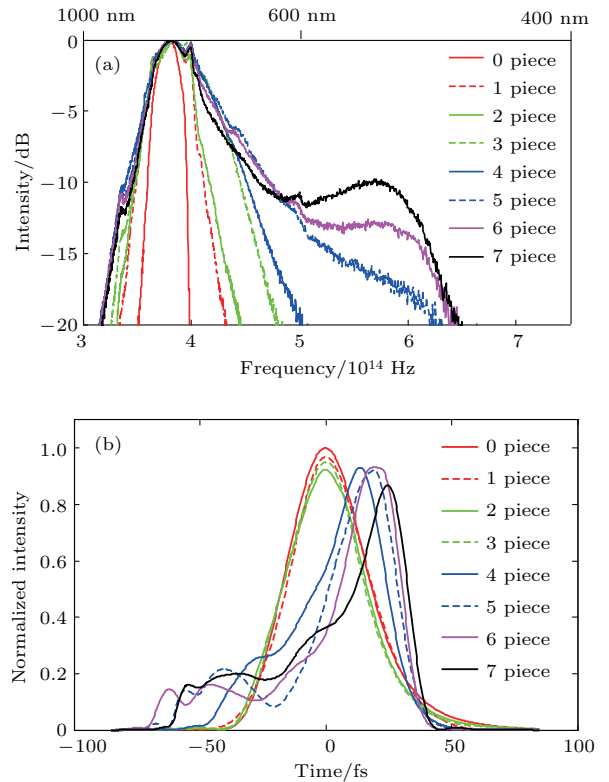


图4 (a) 每片熔石英薄片后的光谱; (b) 每片熔石英薄片后的脉冲包络; 第0片代表入射光^[26]
Fig. 4. (a) Spectra taken after each fused silica plate in a log scale; (b) pulse envelopes retrieved from FROG traces taken after each fused silica plate; the zeroth one was the input^[26].

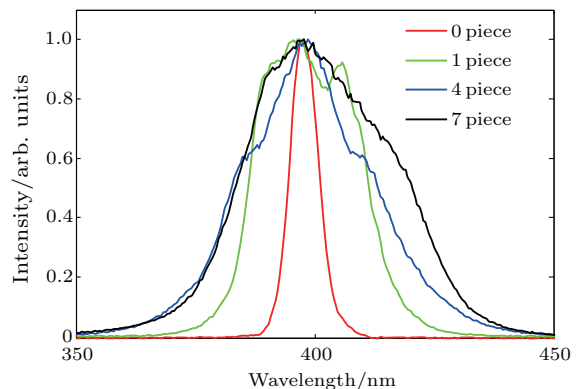


图5 输入光谱 (红色) 和在一片 (绿色)、第四片 (蓝色) 和第七片薄片 (黑色) 后的光谱^[39]
Fig. 5. The input spectrum (zeroth, red) and spectra taken after the first (green), fourth (blue) and seventh plates (black)^[39].

400 nm 薄片超连续产生的过程中主要是SPM作用. 这个结果证明薄片超连续这种光谱展宽方法可以运用在近紫外区. 最近还有课题组使用周期性薄片系统应用在近红外和中红外波段^[40,41]得到了百微焦量级的展宽, 进一步证明了薄片系统在多个波段都能够满足光谱展宽的需求.

4 总结与展望

从飞秒激光脉冲在固体薄片组中传播演化的结果我们可以看到光谱的展宽过程主要由SPM和自陡峭产生. 在实验中观测到前几片薄片光谱的对称展宽和之后出现的不对称高频展宽, 以及脉冲峰值中心的后移都符合SPM及自陡峭的效应, 实验与理论契合, 实验演化过程与非线性光学模拟计算的结果也相符合^[28,29].

实验中我们使用周期性结构薄片组对钛宝石激光脉冲的光谱展宽达到了倍频程, 并压缩得到了5.4 fs两个光学周期的脉冲. 同时, 超过一个倍频程的光谱为 $f-2f$ 系统锁定CEP提供了条件. 多篇文献报道的实验结果也证明了这种新的光谱展宽方式能够对近紫外区400 nm以及近红外至中红外波段的飞秒脉冲进行光谱展宽, 说明固体薄片组在飞秒激光的非线性光谱展宽方面具有非常广泛的应用前景.

多薄片结构的光谱展宽方式有效地避免了晶体中的多光子过程和介质损坏, 具有良好的能量稳定性、高转换效率、优秀的光束质量等特点. 与空芯光纤相比, 薄片有更高的效率, 不需要额外的光束稳定系统, 适用光谱范围更宽, 成本更低; 并且由于减少了多光子激发和电离过程, 所产生的光谱相位噪声更低. 更为重要的是, 周期性薄片组的设计使空芯光纤无法实现的大能量脉冲的光谱展宽成为可能. 我们认为对于大能量的激光可以不使用其他聚焦方式, 凭借薄片带来的自聚焦就可以达到产生SPM和自陡峭的能量阈值, 完全依靠薄片自身来展宽光谱. 薄片组对飞秒激光脉冲的光谱展宽有可能成为大能量少周期飞秒脉冲产生的一个有效手段. 高能量超宽谱的周期量级脉冲可以应用在高能阿秒脉冲的产生、光参量啁啾脉冲放大的前置光源等多个领域, 为非线性光学和强场物理等研究方向提供新的光源, 并为拓展出新的研究领域带来可能.

参考文献

- [1] Nisoli M, de Silvestri S, Svelto O, Szpöcs R, Ferencz K, Spielmann Ch, Sartania S, Krausz F 1997 *Opt. Lett.* **22** 522
- [2] Shimizu F 1967 *Phys. Rev. Lett.* **19** 1097
- [3] Bradler M, Baum P, Riedle E 2009 *Appl. Phys. B* **97** 561
- [4] Bohman S, Suda A, Kanai T, Yamaguchi S, Midorikawa K 2010 *Opt. Lett.* **35** 1887
- [5] Brabec T, Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545
- [6] Zhang W, Teng H, Yun C X, Zhong X, Hou X, Wei Z Y 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 054211
- [7] Zhan M J, Ye P, Teng H, He X K, Zhang W, Zhong S Y, Wang L F, Yun C X, Wei Z Y 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 093201
- [8] Chini M, Zhao K, Chang Z 2014 *Nat. Photon.* **8** 178
- [9] Mashiko H, Nakamura C M, Li C, Moon E, Wang H, Tackett J, Chang Z 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 161114
- [10] Yin Y, Li J, Ren X, Zhao K, Wu Y, Cunningham E, Chang Z 2016 *Opt. Lett.* **41** 1142
- [11] Bradler M, Riedle E 2014 *J. Opt. Soc. Am. B* **31** 1465
- [12] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, Stentz A, Windeler R S, Hall J L, Cundiff S T 2000 *Science* **288** 635
- [13] Humbert G, Wadsworth W J, Leon-Saval S G, Knight J C, Birks T A, Russell P S J, Lederer M J, Kopf D, Wiesauer K, Breuer E I, Stifter D 2006 *Opt. Express* **14** 1596
- [14] Rolland C, Corkum P B 1988 *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 641
- [15] Dubietis A, Tamošauskas G, Šuminas R, Jukna V, Couairon A 2017 *Lithuanian J. Phys.* **57** 113
- [16] Silva F, Austin D, Thai A, Baudisch M, Hemmer M, Faccio D, Couairon A, Biegert J 2012 *Nat. Commun.* **3** 807
- [17] Hemmer M, Baudisch M, Thai A, Couairon A, Biegert J 2013 *Opt. Express* **21** 28095
- [18] Lanin A A, Voronin A A, Stepanov E A, Fedotov A B, Zheltikov A M 2015 *Opt. Lett.* **40** 974
- [19] Liang H, Krogen P, Grynkó R, Novak O, Chang C L, Stein G J, Weerawarne D, Shim B, Kärtner F X, Hong K H 2015 *Opt. Lett.* **40** 1069
- [20] Couairon A, Mysyrowicz A 2007 *Phys. Rep.* **441** 47
- [21] Shumakova V, Malevich P, Ališauskas S, Voronin A, Zheltikov A M, Faccio D, Kartashov D, Baltuška A, Pugžlys A 2016 *Nat. Commun.* **7** 12877
- [22] Petrov V, Rudolph W, Wilhelmi B 1989 *J. Mod. Opt.* **36** 587
- [23] Krebs N, Pugliesi I, Riedle E 2013 *Appl. Sci.* **3** 153
- [24] Vlasov S N, Kuposova E V, Yashin V E 2012 *Quantum Electron.* **42** 989
- [25] Lu C, Tsou Y, Chen H, Chen B, Cheng Y, Yang S, Chen M, Hsu C, Kung A 2014 *Optica* **1** 400
- [26] He P, Liu Y Y, Zhao K, Teng H, He X K, Huang P, Huang H D, Zhong S Y, Jiang Y J, Fang S B, Hou X, Wei Z Y 2017 *Opt. Lett.* **42** 474
- [27] Alfano R R, Shapiro S L 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 592
- [28] Yang G, Shen Y R 1984 *Opt. Lett.* **9** 510
- [29] Rothenberg J E 1992 *Opt. Lett.* **17** 1340

- [30] Gustafson T K, Taran J P, Haus H A, Lifshitz J R, Kelley P L 1969 *Phys. Rev.* **177** 306
- [31] Siegman A 1986 *Lasers* (Sausalito: University Science Books) Ch. 10
- [32] Fork R L, Shank C V, Hirlimann C, Yen R, Tomlinson W J 1983 *Opt. Lett.* **8** 1
- [33] Alfano R R 2016 *The Supercontinuum Laser Source* (3rd Ed.) (New York: Springer)
- [34] Centurion M, Porter M A, Kevrekidis P G, Psaltis D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 033903
- [35] Voronin A A, Zheltikov A M, Ditmire T, Rus B, Korn G 2013 *Opt. Commun.* **291** 299
- [36] Cheng Y C, Lu C H, Lin Y Y, Kung A H 2016 *Opt. Express* **24** 7224
- [37] Seidel M, Arisholm G, Brons J, Pervak V, Pronin O 2016 *Opt. Express* **24** 9412
- [38] Sweetser J N, Fittinghoff D N, Trebino R 1997 *Opt. Lett.* **22** 519
- [39] Liu Y Y, Zhao K, He P, Huang H D, Teng H, Wei Z Y 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 074204
- [40] Beetar J E, Gholam-Mirzaei S, Chini M 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 051102
- [41] Budriūnas R, Kučinskas D, Varanavičius A 2017 *Appl. Phys. B* **123** 212

Research progress on octave supercontinuum generation in solid medium*

Zhao Kun¹⁾ Xu Si-Yuan²⁾ Jiang Yu-Jiao²⁾ Gao Yi-Tan¹⁾³⁾ Liu Yang-Yang¹⁾³⁾ He Peng²⁾
Teng Hao¹⁾ Zhu Jiang-Feng²⁾ Wei Zhi-Yi^{1)3)†}

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 16 April 2018; revised manuscript received 9 May 2018)

Abstract

When a short laser pulse passes through transparent medium, the spectrum may be broadened due to nonlinear optical effects, and a coherent octave supercontinuum may be generated under certain conditions. Such a supercontinuum may be compressed into a femtosecond few-cycle pulse, which has many applications in ultrafast optics and beyond. Spectral broadening has been achieved experimentally in gases, liquids, and solids. Current mainstream technique of supercontinuum generation is to send multi-cycle femtosecond pulses through inert-gas-filled hollow-core fibers. However, due to the limitation of the core diameter, the hollow-core fiber cannot work with high-energy laser pulses.

With a much higher nonlinear index of refraction, solid-state material is naturally a more promising candidate for supercontinuum generation, but it is difficult to obtain a near-octave spectrum in one piece of solid without filamentation. The optical Kerr effect in solids triggers self-phase modulation (SPM) which induces desired spectral broadening as well as self-focusing, thus causing the laser intensity to rise drastically with substantial multiphoton excitation and ionization leading to plasma formation. This behavior results in filamentation and optical breakdown, and eventually permanent damage to the material occurs if the laser pulse energy is high enough.

Using a thin plate of dielectrics may minimize the effect of self-focusing—the beam exits from the nonlinear medium before it starts to shrink and causes damage. However, one thin plate does not provide enough nonlinear effect to generate a broad spectrum. To prevent disastrous self-focusing while achieving spectral broadening, using multiple Kerr elements has been proposed theoretically and demonstrated experimentally at microjoule to millijoule level. In such a configuration, a femtosecond laser pulse is being spectrally broadened via SPM in the thin plates, while self-focusing converges the beam in each plate but the focal spot is located outside the plate. Once the converging beam passes through its focal spot in air, the beam diverges and enters the next plate to repeat this process until the spectral broadening stops after several elements. Using this method, octave supercontinuum with energies at microjoule to millijoule level has been experimentally obtained in a spectral range covering near-ultraviolet to mid-infrared.

In this paper, we review the development of supercontinuum generation in multiple thin solid plates, outline the principle of supercontinuum generation in this new type of thin solid medium, brief the experiments using this new method in recent years, and look into the prospects for its development.

Keywords: supercontinuum generation, nonlinear spectral broadening, solid thin medium, octave spectrum

PACS: 42.65.Ky, 42.65.Jx, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.67.20180706

* Project supported by the Major Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61690221), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11434016), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11574384, 11674386), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFB0405202), the Instrument Developing Project of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. YZ201658), the Frontier Science Key Research Project of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZDJ-SSW-JSC006), and the Strategic Priority Research Program (B) of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB16030200).

† Corresponding author. E-mail: zywei@iphy.ac.cn