

基于光子晶体光纤的百瓦量级超连续谱光源研究*

谌鸿伟 郭良 靳爱军 陈胜平 侯静[†] 陆启生

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2013年4月17日收到; 2013年5月20日收到修改稿)

采用脉冲重复频率可调的高功率皮秒脉冲光纤激光抽运光子晶体光纤产生了平均输出功率为 101 W 的全光纤化超连续谱. 通过一系列的对比实验, 详细研究了抽运激光的脉冲重复频率以及光子晶体光纤的长度对超连续谱产生的影响. 最后, 对如何实现更高平均功率的超连续谱输出进行相关的分析和讨论. 相关研究结果可以为进一步发展基于光子晶体光纤的高功率超连续谱光源提供一定的参考.

关键词: 光子晶体光纤, 非线性光纤光学, 超连续谱产生

PACS: 42.65.-K, 42.65.Tg, 42.65.Re, 42.55.Wd

DOI: 10.7498/aps.62.154207

1 引言

超连续谱的产生是指窄带激光通过传输介质时, 由于各种非线性效应的作用, 输出光谱得到极大展宽的现象 (光谱展宽可达数十至数千纳米). 光纤中的超连续谱产生是目前非线性光学领域的研究热点, 而获得具有高平均输出功率和高光谱功率密度的超连续谱是其中一个重要的研究方向^[1,2]. 根据产生超连续谱的光纤种类的不同, 目前报道的超连续谱光源大致可以分为以下三类:

1) 基于普通无源光纤的连续谱光源^[3,4]. 其中, 无源光纤包括普通的折射率导引光纤和常规的高非线性光纤等非增益光纤. 这类超连续谱光源由抽运激光器和无源光纤 (非线性介质) 两部分构成. 抽运激光经过无源光纤的传输后, 由于非线性效应导致光谱被展宽, 从而产生了超连续谱. 基于这种方式的超连续谱光源, 由于器材都比较常规, 所以构建容易, 系统成本低. 并且, 普通光纤的熔接技术比较成熟, 便于实现全光纤化的超连续谱光源. 但是, 由于普通无源光纤的非线性系数相对较低, 产生超连续谱需要使用较长的光纤; 另外, 由于普通光纤的色散特性调节困难, 不易产生比抽运波长短的宽带超连续谱.

2) 基于掺稀土元素光纤的超连续谱光源^[5-7]. 这类超连续谱光源通常就是一个非线性的光纤激光/放大器, 通过综合利用增益光纤中的激光增益特性和非线性效应, 在能量从抽运光向激光转移的同时, 实现激光光谱的极大展宽. 基于这种方式的超连续谱光源, 不仅结构简单, 而且易于实现高功率输出^[8]. 但是, 由于增益光纤的色散特性调节困难, 激光发射过程属于频率下转换以及掺杂粒子对抽运波长附近的光谱成分具有再吸收等因素, 导致这类超连续谱光源基本不能产生比抽运波长短的宽带超连续谱; 另外, 基于大模场面积光纤的高功率非线性光纤激光/放大器通常不能现实基模运行.

3) 基于光子晶体光纤的超连续谱光源^[9-11]. 这类超连续谱光源由抽运激光器和光子晶体光纤两部分组成. 经过合理设计的光子晶体光纤, 能够在拥有合适的色散特性的同时, 还具有较高的非线性系数, 非常适合用作产生宽带超连续谱的非线性介质. 并且, 基于这种方式产生的高功率超连续谱还可以在较宽的波段范围内实现单模运行. 但是, 如何将抽运激光高效地耦合进入到光子晶体光纤是这种超连续谱光源在功率提升时所面临的巨大挑战.

目前, 高功率超连续谱光源大部分是采用比较成熟的 1 μm 波段掺镱光纤激光抽运光子晶体光纤

* 科技部国际科技合作专项项目 (批准号: 2012DFG11470) 和国防科学技术大学研究生创新基金 (批准号: B110704) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: houjing25@sina.com

来实现的^[12-14], 并且, 可见光波段的高功率超连续谱产生主要是基于光子晶体光纤来开展的^[15-17]. 因此, 本文主要关注和讨论基于光子晶体光纤的高功率超连续谱光源. 自从美国贝尔实验室 Ranka 等^[9]于 1999 年首次在光子晶体光纤中实现超连续谱的产生以来, 超连续谱产生技术发展十分迅速, 输出功率快速提升, 但公开报道的基于光子晶体光纤的超连续谱光源的平均输出功率尚未突破 100 W^[12-18].

本文报道采用中心波长为 1064 nm, 脉冲重复频率可调的皮秒脉冲光纤激光抽运光子晶体光纤产生了平均输出功率为 101 W 的全光纤化超连续谱. 通过一系列的对比实验, 详细研究了抽运激光的脉冲重复频率以及光子晶体光纤的长度对超连续谱产生的影响. 最后, 对如何实现具有更高平均功率的超连续谱输出进行相关的分析和讨论.

2 实验装置

实验中采用了与文献 [18] 中同一结构的光子晶体光纤作为超连续谱产生介质. 该光子晶体光纤的包层具有 5 圈呈六边形排布的空气孔, 孔直径为 3.54 μm , 孔间距为 5.42 μm , 包层直径为 125 μm . 光子晶体光纤端面的扫描电镜照片以及数值计算得到的光纤群速度色散曲线如图 1 所示. 其零色散波长为 1120 nm, 在 1064 nm 处的模场直径为 6 μm , 非线性系数为 26.98 $\text{W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$. 采用光子晶体光纤后处理技术^[19], 对光子晶体光纤的内两圈空气孔进行塌缩, 可将光子晶体光纤的模场直径扩大至 20 μm 左右. 将一台中心波长为 1064 nm, 平均输出功率达 120 W, 脉冲重复频率可调的皮秒光纤激光器的输出尾纤 (纤芯/内包层尺寸为 15/130 μm 的双包层无源光纤) 同输入端经过模场直径扩大处理的待测光子晶体光纤进行熔接 (损耗熔接小于 0.2 dB), 构成了超连续谱产生系统. 所用的皮秒脉冲光纤激光器采用了与文献 [20] 同样的主振荡功率放大结构, 包括相同的被动锁模种子源和放大链路. 被动锁模种子源输出脉冲的脉冲宽度为 13 ps, 通过自制的脉冲重复频率倍增装置来改变被动锁模种子源的脉冲时域分布, 再将脉冲重复频率倍增装置输出的信号输入放大链路进行功率放大, 从而实现具有不同脉冲重复频率的高功率皮秒光纤激光输出. 首先, 在保持皮秒激光器的放大链路参数一致的情况下, 调节皮秒脉冲重复频率分别为 1.9 GHz, 960 MHz 以及 480 MHz, 测量三种情形下

长度固定为 2.8 m 的光子晶体光纤中产生的超连续谱, 研究抽运激光的脉冲重复频率对超连续谱产生的影响. 其次, 固定皮秒脉冲重复频率为 480 MHz, 采用截断法, 依次测量长度为 2.6 m, 2.3 m, 2.0 m 和 1.7 m 的光子晶体光纤中产生的超连续谱, 研究光子晶体光纤的长度对超连续谱产生的影响. 实验中, 抽运光纤激光器和光子晶体光纤都放置在水冷板上, 并且对两者之间的熔接点进行了强制制冷, 从而对整个实验装置进行了有效地热管理, 防止了热损伤. 采用 Coherent EPM 2000 型功率计和 Agilent 86142B 型光谱仪对抽运光纤激光器以及产生的超连续谱的输出特性进行测量.

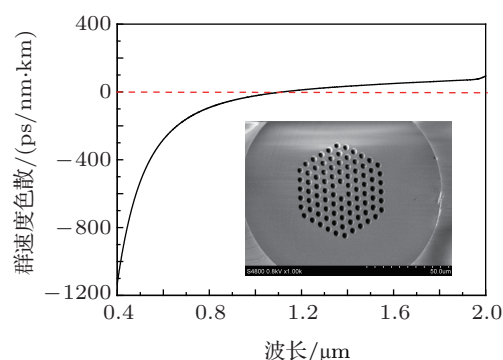


图 1 光子晶体光纤色散曲线及端面结构^[10]

3 实验结果与讨论

3.1 皮秒光纤激光器的输出特性

首先测试了脉冲重复频率为 1.9 GHz 情形下的皮秒激光输出, 该激光器可以长时间安全运行. 13 ps 的种子脉冲通过放大链路之后被展宽至 20 ps 左右. 当皮秒激光器处于正常工作状态时, 将脉冲重复频率从 1.9 GHz 调节至 480 MHz, 皮秒光纤激光的最大平均输出功率从 122.1 W 减小到 119.5 W (960 MHz 情形的输出功率介于两者之间), 平均输出功率波动大约为 2%, 但是对应的脉冲峰值功率却增加了大约 4 倍. 所以, 可忽略调节脉冲重复频率导致的平均输出功率变化对超连续谱产生过程的影响. 脉冲重复频率分别为 1.9 GHz 和 480 MHz 时, 皮秒激光器的输出功率特性如图 2 所示. 图 2 的横坐标采用 976 nm 抽运 LD 的功率值, 纵坐标为皮秒激光器的输出功率值. 1.9 GHz 情形中, 皮秒光纤激光在最大功率输出时对应的脉冲峰值功率为 3.1 kW. 假设三种情形中放大后的脉冲宽度基本不变, 则 960 MHz 和 480 MHz 情形中在最大功率输出时的脉冲峰值功率大约分别 6 kW 和 12 kW.

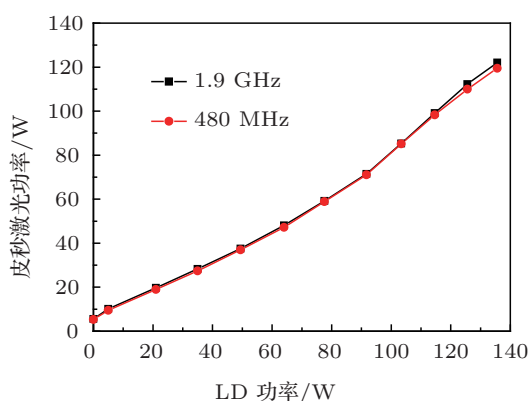


图2 皮秒光纤激光器的输出功率特性

3.2 抽运激光的脉冲重复频率对超连续谱产生的影响

采用光子晶体光纤后处理技术,把皮秒光纤激光器的输出尾纤同长度固定为 2.8 m 的光子晶体光纤进行低损耗熔接后,调节抽运脉冲重复频率分别为 480 MHz, 960 MHz 以及 1.9 GHz, 测量三种情形下产生的超连续谱. 随着脉冲重复频率的增加, 意味着在平均输出功率相同的情况下, 抽运脉冲的峰值功率降低了. 抽运脉冲重复频率对超连续谱产生的影响, 也即对应抽运脉冲的峰值功率对超连续光谱的影响.

三种情形下, 2.8 m 光子晶体光纤中产生的超连续谱的输出光谱特性随抽运激光功率的演化如图 3 所示. 需要说明的是, 由于激光器烧毁, 未能测得 960 MHz 情形下皮秒激光的确切功率值. 我们假设脉冲重复频率变化对皮秒激光器输出功率的影响是线性的, 采用数据拟合方式估算了 960 MHz 情形下皮秒激光器的输出功率值. 图 3(a) 显示了脉冲重复频率为 480 MHz 情形中超连续谱的演化过程. 超连续谱的展宽机理与文献 [18] 中的情形类似. 注意到抽运激光的脉冲宽度为 20 ps 左右, 并且抽运激光中心波长为 1064 nm, 位于光子晶体光纤的正常色散区 (零色散波长 1120 nm). 超连续谱的初始展宽是由于自相位调制效应引起的, 输出光谱向抽运波长的两边对称地展宽. 继续增加抽运功率, 如图 3(a) 中皮秒激光为 19.0 W 的情形, 输出光谱不再对称, 大部分的光谱成分向长波方向拓展. 在这一阶段, 由于调制不稳定性等因素导致抽运脉冲分解成一系列的子脉冲, 进而孤子自频移效应主导了光谱的展宽. 一旦孤子自频移效应发生, 就会导致光谱向长波方向展宽, 展宽范围可达数十甚至几百纳米 [21]. 注意到此时的超连续光谱已经超过光

子晶体光纤的零色散点, 进入到了反常色散区. 增加抽运功率, 光谱继续向长波方向展宽, 并且当抽运激光增加到 37.0 W 时, 950 nm 附近出现了新的光谱成分. 上文提到的孤子自频移效应导致了光谱的红移展宽, 与此同时, 高阶孤子脉冲发生分解, 并向与之匹配的色散波转移能量, 从而产生了短波方向的超连续光谱 [21]. 继续增加抽运功率, 由于孤子和色散波俘获效应, 牵引超连续光谱同时向两端扩展 [21]. 在最大抽运下的超连续光谱如图 3(a) 中最上方的一条曲线所示, 光谱覆盖从 700 nm 至 1700 nm 波段 (由于仪器限制, 超过 1700 nm 的光谱没能测量).

图 3(b) 和 (c) 是脉冲重复频率为 960 MHz 和 1.9 GHz 情形的超连续谱演化过程. 图 3(b) 显示 960 MHz 情形中超连续谱的展宽过程同样经历了自相位调制, 孤子产生, 孤子自频移和色散波产生等阶段, 但最终的超连续光谱只覆盖了 800 nm 至 1600 nm 波段. 而图 3(c) 则表明 1.9 GHz 情形中没有比抽运波长短的超连续谱产生, 尚还停留在孤子自频移的阶段, 最终的超连续光谱只覆盖了 1000 nm 至 1400 nm 波段.

从图 3 可以看出, 每一种情形中, 输出光谱都随着抽运激光功率的增加, 而逐渐被展宽. 但是对比三种情形, 当脉冲重复频率增加时, 超连续光谱的展宽范围明显变窄. 三种情形中产生的超连续谱的光谱范围差异巨大, 是因为非线性效应的发生主要与抽运脉冲峰值功率有关. 随着脉冲重复频率的增加, 脉冲的峰值功率降低了, 从而激发非线性效应的能力也减弱了. 这一点在我们的实验中有明显的体现, 脉冲重复频率为 480 MHz 情形中, 皮秒光纤激光在平均输出功率为 58.9 W 和 27.4 W 时的脉冲峰值功率, 正好分别与 960 MHz 和 1.9 GHz 情形中在最大功率输出时 (分别为 120.8 W 和 122.1 W) 的脉冲峰值功率相当. 而图 3(b) 和 (c) 中超连续谱的展宽过程与图 3(a) 中情形类似, 并且在最大输出时的超连续光谱展宽范围和光谱形状同图 3(a) 中抽运功率为 58.9 W 和 27.4 W 的情形基本一致.

三种情形下, 2.8 m 光子晶体光纤中产生的超连续谱的输出功率特性如图 4 所示. 当抽运脉冲重复频率从 480 MHz 增加到 960 MHz 以及 1.9 GHz 时, 对应超连续谱的最大输出功率分别为 98.3 W, 98 W 和 90 W. 脉冲重复频率越低, 从皮秒抽运激光到超连续谱的光光转换效率也越低. 这主要是由于输出光谱展得越宽, 在非线性光谱展宽过程中引入

的量子亏损也会越大,从而导致输出功率也越低.

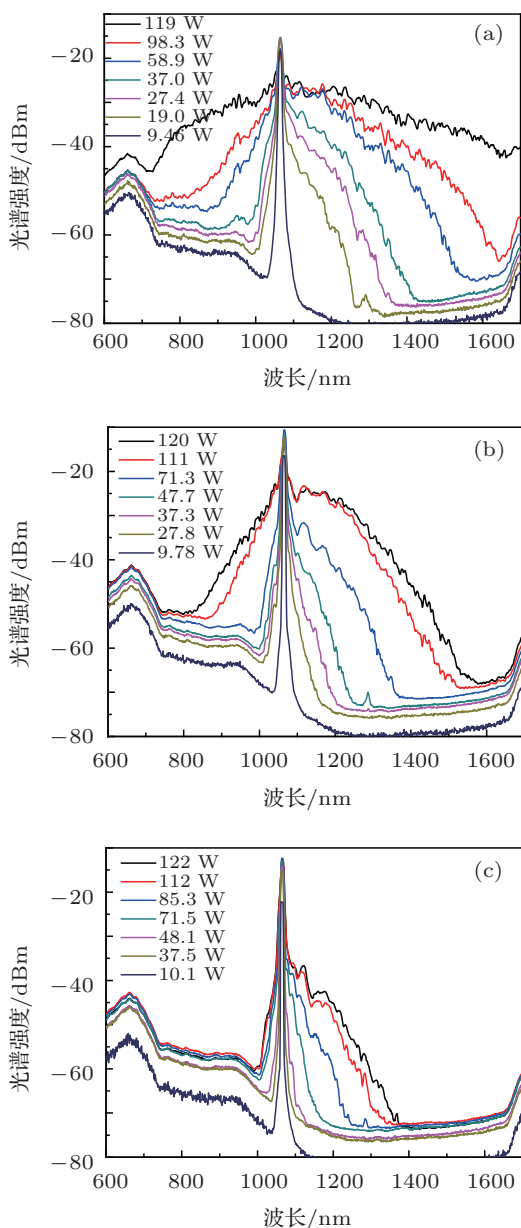


图3 三种脉冲重复频率下超连续光谱随抽运激光功率的演化 (a) 480 MHz 情形; (b) 960 MHz 情形; (c) 1.9 GHz 情形

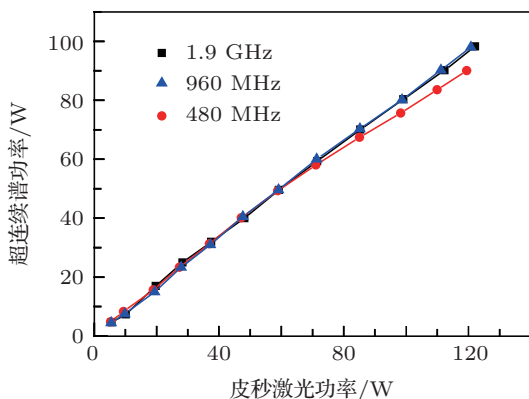


图4 三种脉冲重复频率下超连续谱的输出功率特性

这一组对比实验说明,在保持脉冲宽度相当的前提下,抽运脉冲重复频率对超连续谱产生的影响,也即抽运脉冲峰值功率对超连续光谱的影响,主要体现在超连续光谱的展宽范围上.当抽运光平均功率相当时,脉冲重复频率越低,脉冲峰值功率越高,越容易激发非线性效应,输出光谱展得越宽,超连续谱的输出功率也越低.当抽运脉冲峰值功率相当时,脉冲重复频率对超连续光谱展宽范围和光谱形状影响不大.

3.3 光子晶体光纤的长度对超连续谱产生的影响

把皮秒光纤激光器的脉冲重复频率固定为 480 MHz,采用截断法,分别测量长度为 2.6 m, 2.3 m, 2.0 m 和 1.7 m 的光子晶体光纤中产生的超连续谱,研究光子晶体光纤的长度对超连续谱产生的影响.

四种情形下产生的超连续谱的输出光谱随抽运激光功率的演化如图 5 所示.从图 5 可以看出,几种情形中超连续谱的展宽过程都与图 3(a) 类似,先后经历了自相位调制,孤子产生,孤子自频移,色散波产生,孤子和色散波俘获等阶段.尽管随着光子晶体光纤长度的缩短,产生的超连续谱在长波方向的光谱截止波长有所减小,但超连续光谱基本都覆盖了 700 nm 至 1700 nm 波段.四种情形中,明显的不同之处在于,产生的超连续谱在抽运长波方向的光谱平坦度以及在抽运短波方向的光谱成分.当光子晶体光纤的长度从 2.6 m 缩短到 2.3 m, 2.0 m 和 1.7 m,超连续谱在抽运长波方向的光谱平坦度对应地从 12.5 dB 降低至 17.5 dB, 20 dB 和 25 dB,并且在抽运短波方向的光谱成分也逐渐变少.这主要是因为光子晶体光纤的长度体现了抽运脉冲同非线性介质的相互作用距离,抽运较短的光子晶体光纤会降低非线性效应发生的激烈程度,从而影响了超连续谱的平坦度,但是光子晶体光纤长度对于何种非线性效应能够发生并不起决定性作用.

四种情形下超连续谱的输出功率特性如图 6 所示.随着光子晶体光纤长度的缩减,四种情形下超连续谱的最大输出功率分别为 92.6 W, 93.1 W, 95 W 和 95.6 W.光子晶体光纤长度越短,抽运光能够激发的超连续光谱成分也越少,在非线性和光谱展宽过程中引入的量子亏损也会越小,从而输出功率也越高.

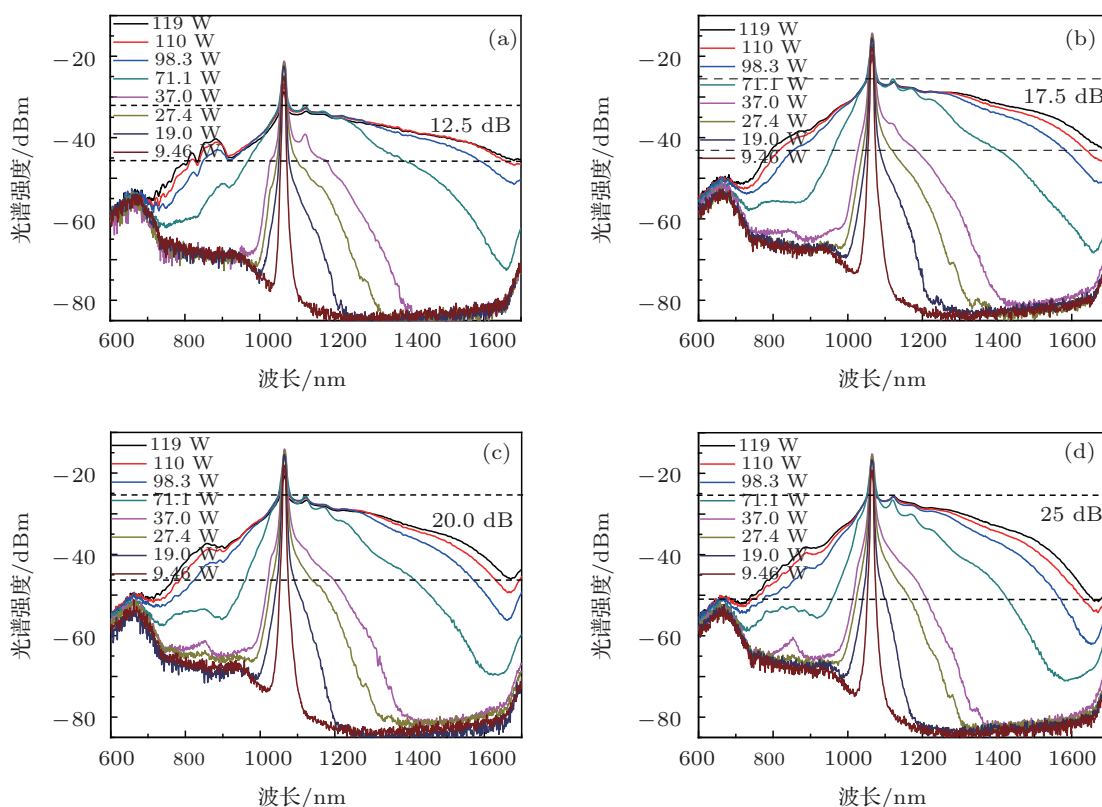


图5 四种光纤长度下产生的超连续光谱随抽运激光功率的演化 (a) 2.6 m 情形; (b) 2.3 m 情形; (c) 2.0 m 情形; (d) 1.7 m 情形

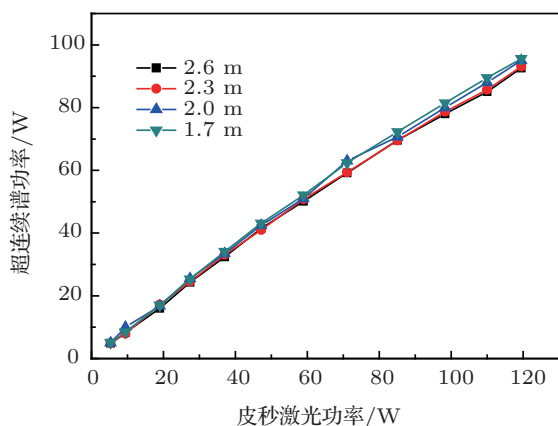


图6 四种光纤长度下超连续谱的输出功率特性

这一组对比实验说明,光子晶体光纤的长度对超连续谱产生的影响,主要体现在超连续光谱的光谱平坦度上.在抽运条件相同的情形下,光子晶体光纤越长,各种非线性效应可以得到充分激发,抽运光能量能够更多地转移到各种新的频率成分,从而使得产生的超连续光谱更加平坦,但是这也导致输出功率降低.

从图6可以看出,超连续谱输出功率曲线的线性度还是比较好的,这说明继续增加抽运功率还可以实现更高功率的超连续谱输出.于是,在脉冲重

复频率为 480 MHz 时,把光纤激光器工作在极限状态,输出了 128 W 的皮秒激光,并用它抽运长度为 1.7 m 的光子晶体光纤,实现了 101 W 的超连续谱输出.据我们所知,这是首次在光子晶体光纤中实现平均功率超过 100 W 的超连续输出,该超连续谱光源的输出功率仅受限于抽运激光功率.

根据实验结果,我们对如何实现更高平均功率的超连续谱输出进行初步探讨.超连续谱光源包括抽运源和光子晶体光纤两大部分.抽运脉冲的峰值功率对产生的超连续谱的展宽范围影响较大.由于受自身的非线性效应以及激光损伤等因素的限制,很难获得具有较高峰值功率、同时具有较高平均输出功率的光纤激光器^[21].而实验表明,在脉冲峰值功率相当的情形下,脉冲重复频率对超连续谱的展宽范围和光谱形状影响不大.可通过改变脉冲重复频率的方法来平衡抽运激光的平均功率和脉冲峰值功率之间的矛盾.增加脉冲重复频率可降低光纤激光器的压力,便于功率放大,当平均功率提升后,即可获得保持一定脉冲峰值功率、同时具有高平均功率的抽运光^[20,22].同时,根据实际应用对超连续光谱波段的需求,合理选取光子晶体光纤的长度也很重要.当抽运激光能够激发所需波段的超连

续谱时,采用较短的光子晶体光纤有助于获得较高的功率输出.

4 结论

采用中心波长为 1064 nm, 脉冲重复频率可调的皮秒脉冲光纤激光抽运光子晶体光纤产生了平均输出功率为 101 W 的全光纤化超连续谱. 通过一系列的对比实验, 详细研究了抽运激光的脉冲重复频率以及光子晶体光纤的长度对超连续谱产生的

影响. 结果表明, 抽运激光的脉冲重复频率, 也即对应抽运脉冲的峰值功率, 对超连续光谱的展宽范围影响较大, 而光子晶体光纤的长度对超连续光谱的平坦度影响比较明显. 在抽运脉冲峰值功率相当的情况下, 脉冲重复频率对超连续光谱展宽范围和光谱形状影响不大. 在抽运光平均输出功率相当的情况下, 抽运脉冲的重复频率越低, 光子晶体光纤越长, 超连续光谱展得越宽, 其平均输出功率越低. 相关研究结果可以为进一步发展基于光子晶体光纤的高功率超连续谱光源提供一定的参考.

- [1] Dudley J M, Taylor J R 2010 *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* (New York: Cambridge University Press)
- [2] Li S G, Yao Y Y, Fu B, Zhang L, Zheng Y, Hou L T 2010 *Physics* **39** 682 (in Chinese) [李曙光, 姚艳艳, 付博, 张磊, 郑义, 侯蓝田 2010 物理 **39** 682]
- [3] Lin C, Nguyen V, French W 1978 *Electron. Lett.* **14** 822
- [4] Chapman B H, Popov S V, Taylor J R 2012 *IEEE Photonics Technology Letter* **24** 1325
- [5] Chernikov S V, Zhu Y, Taylor J R, Gapontsev V P 1997 *Opt. Lett.* **22** 298
- [6] Pioger P H, Couderc V, Leproux P, Champert P A 2007 *Opt. Express* **15** 11358
- [7] Zhang B, Hou J, Liu P Z, Jin A J, Jiang Z F 2011 *Laser Phys.* **21** 1895
- [8] Song R, Hou J, Chen S P, Yang W Q, Lu Q S 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 054227 (in Chinese) [宋锐, 侯静, 陈胜平, 杨未强, 陆启生 2012 物理学报 **61** 054227]
- [9] Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J 2000 *Opt. Lett.* **25** 25
- [10] Chen H W, Chen S P, Hou J 2011 *Laser Phys.* **21** 191
- [11] Fang X H, Hu M L, Huang L L, Chai L, Dai N L, Li J Y, Tashchilina A Y, Zheltikov A M, Wang C Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 2292
- [12] Travers J C, Rulkov A B, Cumberland B A, Popov S V, Taylor J R 2008 *Opt. Express* **16** 14435
- [13] Chen H W, Chen S P, Wang J H, Chen Z L, Hou J 2011 *Opt. Commun.* **284** 5484
- [14] Chen H W, Jin A J, Yang W Q, Chen S P, Hou J, Lu Q S 2013 *Chinese Phys. B* **22** 064211
- [15] Chen K K, Alam S U, Price J H V, Hayes J R, Lin D J, Malinowski A, Codemard C, Ghosh D, Pal M, Bhadra S K, Richardson D J 2010 *Opt. Express* **18** 5426
- [16] Labat D, Mélin G, Mussot A, Fleureau A, Galkovsky L, Lempereur S, Kudlinski A 2011 *IEEE Photonics Journal* **3** 815
- [17] Zhao W, Hu X H, Wang Y S, Li C, Zhang W, Yang Z, Wang H S 2011 *Chinese Journal of Lasers* **38** 1107002 (in Chinese) [赵卫, 胡晓鸿, 王屹山, 李成, 张伟, 杨直, 王虎山 2011 中国激光 **38** 1107002]
- [18] Chen H W, Chen Z L, Chen S P, Hou J, Lu Q S 2013 *Appl. Phys. Express* **6** 032702
- [19] Chen Z L, Hou J, Jiang Z F 2010 *Laser and Optoelectronics Progress* **47** 020602 (in Chinese) [陈子伦, 侯静, 姜宗福 2010 激光与光电子学进展 **47** 020602]
- [20] Chen H W, Lei Y, Chen S P, Hou J, Lu Q S 2012 *Appl. Phys. B* **109** 233
- [21] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [22] Chen H W, Lei Y, Chen S P, Hou J, Lu Q S 2013 *Opt. Laser Technol.* **47** 278
- [23] Chen S P, Chen H W, Hou J, Liu Z J 2009 *Opt. Express* **17** 24008

Investigation of hundred-watt-level supercontinuum generation in photonic crystal fiber*

Chen Hong-Wei Guo Liang Jin Ai-Jun Chen Sheng-Ping
Hou Jing[†] Lu Qi-Sheng

(College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 17 April 2013; revised manuscript received 20 May 2013)

Abstract

A 101 W all-fiber supercontinuum source is demonstrated by seeding a piece of photonic crystal fiber with a high-power pulse-repetition-rate-tuning picosecond fiber laser. By performing a series of comparative experiments, influences of the pump pulse repetition rate and the photonic crystal fiber length on the supercontinuum generation process are investigated in detail. How to improve the power level of the supercontinuum source is analyzed and discussed. The research results will make a contribution to the further development of high-power supercontinuum source.

Keywords: photonic crystal fiber, nonlinear fiber optics, supercontinuum generation

PACS: 42.65.–K, 42.65.Tg, 42.65.Re, 42.55.Wd

DOI: 10.7498/aps.62.154207

* Project supported by the International Science and Technology Cooperation Program of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2012DFG11470), and the Postgraduate Innovation Foundation of National University of Defense Technology (Grant No. B110704).

[†] Corresponding author. E-mail: houjing25@sina.com