

# 时分复制技术皮秒脉冲光纤放大器数值研究

白云生<sup>1,2</sup>, 陈旭涛<sup>1,2</sup>, 陈家旺<sup>1,2</sup>, 金鑫鑫<sup>1</sup>, 李 雷<sup>1</sup>, 赵鹭明<sup>1</sup>

<sup>1</sup>江苏师范大学物理与电子工程学院江苏省先进激光材料与器件重点实验室, 江苏 徐州 221116;

<sup>2</sup>江苏师范大学敬文书院, 江苏 徐州 221116

**摘要** 基于时分复制脉冲放大的理论模型,数值研究了五级双折射晶体组级联时分复制光纤放大系统中各参数对皮秒放大脉冲特性的影响。结果表明,子脉冲之间非线性相移积累的不同会导致耦合效率降低。当时分复制后子脉冲间距大于 2.5 倍脉宽时,子脉冲串耦合效率达到最优。在光纤放大器非线性系数和最大增益一定的条件下,为获得峰值功率为 10 MW 的变换极限皮秒放大脉冲,给出了种子脉冲峰值功率和增益光纤长度的选择范围。在光纤长度确定的条件下,为了降低晶体偏转角和透射率对放大脉冲性能的影响,应选择低峰值功率的种子脉冲和高增益的光纤。

**关键词** 激光光学; 光纤放大器; 皮秒脉冲放大; 高功率; 非线性光学

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0201021

## Numerical Study on Picosecond Pulse Fiber Amplifier Based on Divided-Pulse Amplification Technique

Bai Yunsheng<sup>1,2</sup>, Chen Xutao<sup>1,2</sup>, Chen Jiawang<sup>1,2</sup>, Jin Xinxin<sup>1</sup>, Li Lei<sup>1</sup>, Zhao Luming<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Jiangsu Key Laboratory of Advanced Laser Materials and Devices, School of Physics and Electronic Engineering, Jiangsu Normal University, Xuzhou, Jiangsu 221116, China;

<sup>2</sup>CW Chu College, Jiangsu Normal University, Xuzhou, Jiangsu 221116, China

**Abstract** Based on the theoretical model of divided-pulse amplification, the effect of all parameters in the divided-pulse fiber amplification system with five-step birefringent crystals group cascading on the property of amplified picosecond pulse is numerically investigated. The results indicate that, the difference of nonlinear phase shift accumulation between divided pulses leads to the reduction of the combining efficiency. The optimal combining efficiency is obtained when the time separation between two adjacent divided pulses is larger than 2.5 times of pulse width. Under the condition of nonlinear coefficient and maximum gain of fiber amplifiers being fixed, the selection ranges of gain fiber length and seed pulse peak power are presented in order to obtain a transform-limited amplified pulse with an output peak power of 10 MW. Under the condition of fiber length being fixed, it is suggested to choose a seed pulse with low peak power and a fiber with large gain in order to suppress the impact of rotation angle bias and transmissivity on the property of the amplified pulse.

**Key words** laser optics; fiber amplifiers; picosecond pulse amplification; high power; nonlinear optics

**OCIS codes** 140.3280; 060.2320; 320.7080

## 1 引 言

超快光纤激光器是当今最为活跃的光学研究领域之一,该激光器可产生皮秒或飞秒脉冲。新的应用

收稿日期: 2016-09-09; 收到修改稿日期: 2016-10-30

基金项目: 国家自然科学基金(61275109, 11674133, 61405079)、国家级大学生创新创业训练计划项目(201510320023)、江苏省高校优势学科建设工程、江苏省自然科学基金(BK20140231)

作者简介: 白云生(1995—),男,本科生,主要从事光纤放大器方面的研究。E-mail: 642250324@qq.com

导师简介: 赵鹭明(1976—),男,博士,教授,主要从事锁模光纤激光器、光纤放大器、光孤子动力学等方面的研究。

E-mail: zhaoluming@jsnu.edu.cn(通信联系人)

例如非线性显微学和太赫兹技术都利用了超快激光的高峰值功率,因此需要对皮秒或飞秒脉冲种子源进行放大处理。在放大过程中,如何在获得尽可能高的脉冲能量的同时避免产生过多的非线性相移和激光损伤成为研究的热点之一<sup>[1]</sup>。飞秒脉冲放大通用的放大方式是啁啾脉冲放大(CPA)<sup>[2-4]</sup>。CPA方式中一个关键的步骤是通过光栅对或棱镜对飞秒脉冲在时域上进行千倍以上的拉伸、压缩。由于参数匹配的光栅对的存在,利用CPA获得飞秒放大脉冲是比较容易实现的。但对于皮秒脉冲,由于受到光栅对参数的限制,最多只能将皮秒脉冲拉伸几十倍或者压缩至几十分之一<sup>[5]</sup>,这意味着在获得变换极限即皮秒放大脉冲的同时只能得到较低的放大脉冲能量和峰值功率。目前对皮秒脉冲的放大多采用直接放大方式<sup>[5-6]</sup>,但所得到的放大皮秒脉冲的峰值功率不高。

时分复制脉冲放大(DPA)是另一种降低种子脉冲峰值功率的方法,利用双折射晶体组对皮秒种子脉冲进行等分复制获得子脉冲串,以减小种子脉冲的峰值功率<sup>[7]</sup>,这一过程并不涉及脉冲的频域变换;等分复制后的子脉冲串被放大器放大后再经另一双折射晶体组叠加处理,可获得最终的皮秒放大脉冲,这一过程同样不涉及脉冲的频域变换。因此,DPA是同时兼顾大功率及获得变换极限放大脉冲的最佳方案。利用DPA进行皮秒脉冲放大的原理早在2007年被提出<sup>[8]</sup>。Kong等<sup>[9]</sup>利用5块双折射晶体和大模场面积增益光纤,将重复频率为880 kHz、脉宽为1.8 ps、频谱宽度为0.95 nm的种子脉冲放大成脉宽为2.2 ps、频谱宽度为1.1 nm、脉冲能量为2.5 μJ的皮秒放大脉冲,脉冲峰值功率达到1 MW。Roither等<sup>[10]</sup>通过类似萨尼亚克干涉仪的原理实现了脉冲的时分复制处理。2016年,Lesparre等<sup>[11]</sup>通过类似萨尼亚克干涉仪的原理和Yb:YAG单晶光纤,在二级放大后获得了脉宽为6 ps、脉冲能量为2 mJ、峰值功率为320 MW的输出,脉冲的重复频率为12.5 kHz。Kienel等<sup>[12]</sup>实验验证并数值研究了基于CPA和DPA技术的超短脉冲系统对脉冲放大能力的提升,讨论了增益饱和、自相位调制和去偏振对脉冲重组过程效率的影响,但DPA阶段使用的输入脉冲的脉宽为2 ns。Guichard等<sup>[13]</sup>通过数值模拟分析了在非线性的DPA系统中各物理效应对相干合成效率的影响,但系统的非线性相移约为 $2.5\pi$ 。上述基于DPA的研究均未满足放大脉冲的变换极限要求。

本文通过数值模拟的方法研究了基于DPA的皮秒脉冲放大,研究了DPA系统中的双折射晶体组厚度、晶体光轴偏转角度、增益光纤长度等因素对放大脉冲性能的影响,并在部分参数已知的条件下,通过数值模拟给出了预期峰值功率为10 MW时对应的光纤放大器的参数优化结果。

## 2 理论模型

图1为DPA装置示意图,其中PBS为偏振分束镜,FR为法拉第旋转器。利用双折射晶体的偏振延时特性,通过长度呈等比递增或者递减排列的双折射晶体组对种子脉冲在时域上进行等分复制处理,以得到一系列低峰值功率的子脉冲串。其中最短双折射晶体的长度决定了时分复制后相邻子脉冲之间的时域间隔。双折射晶体的个数 $N$ 决定了时分复制后子脉冲的个数 $n$ ,即 $n=2^N$ 。由于子脉冲来源于种子脉冲的等分复制,只要种子脉冲是变换极限的,子脉冲也是变换极限脉冲,且其峰值功率是种子脉冲的 $1/n$ ,这样在放大时可以容纳更多的脉冲能量,避免了非线性相移。系统的坐标轴方向由第一级双折射晶体决定。假定垂直晶体光轴方向的脉冲电场包络为 $u$ ,沿着晶体光轴方向的脉冲电场包络为 $v$ , $\theta$ 为入射光偏振方向相对于双折射晶体光轴的逆时针偏转角度,则将双折射晶体的琼斯矩阵<sup>[14]</sup>与脉冲电场相乘,可得到双折射晶体时分复制后的脉冲,即

$$\begin{bmatrix} u' \\ v' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(i\Delta\varphi/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\Delta\varphi/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 $u'$ 和 $v'$ 分别为脉冲通过双折射晶体后垂直于晶体光轴和沿晶体光轴方向的脉冲电场包络, $\Delta\varphi$ 为双折射晶体在两偏振成分之间引入的相位差。

在时分复制步骤完成后,子脉冲串在光纤放大器中的传播、放大过程可通过耦合的金兹堡-朗道方程以及脉冲示踪法描述<sup>[15]</sup>,该方程包含了光纤的双折射效应、色散效应、非线性克尔效应、增益以及增益色散效应等。

放大系统对子脉冲串进行放大后,利用法拉第旋转,脉冲可以反向通过放大系统进行二次放大。法拉第旋转镜可以自动补偿环境扰动引入的双折射变化,使得同一套双折射晶体可用于放大后脉冲的合成。采用

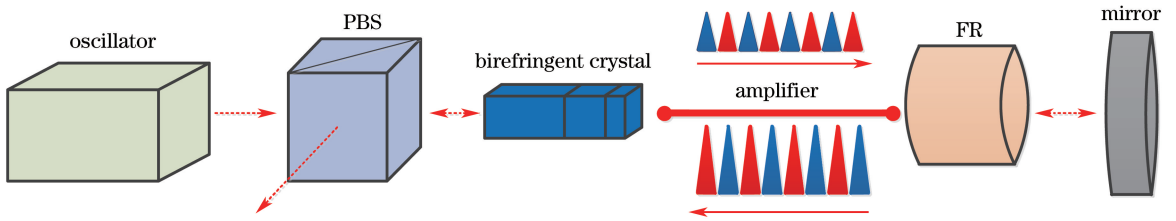


图 1 时分复制皮秒脉冲放大装置示意图

Fig. 1 Schematic diagram of divided-pulse amplification device for picosecond pulses

法拉第旋转镜的琼斯矩阵<sup>[16]</sup>与光场相乘的方法可获得反向传输的子脉冲串的电场包络  $u''$ 、 $v''$ ，即

$$\begin{bmatrix} u'' \\ v'' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta' & \sin \theta' \\ -\sin \theta' & \cos \theta' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta' & \sin \theta' \\ -\sin \theta' & \cos \theta' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中  $\theta'$  为入射光偏振方向相对于法拉第旋转镜光轴的逆时针偏转角度。经二次放大后的子脉冲串再经过同一套双折射晶体以消除时延，进而获得最终的放大脉冲。

自相位调制效应导致的频谱展宽是非线性相移的时间相关性引起的<sup>[1]</sup>。非线性相移的大小由光纤的非线性系数、脉冲与光纤的相互作用长度、脉冲的峰值功率共同决定。前两者在给定的放大系统中一般是固定的，所以要获得变换极限或近变换极限的放大脉冲，只有通过减小脉冲的峰值功率来尽可能降低整个放大系统积累的非线性相移。为使脉冲基本保持变换极限特征，以下计算中允许的最大积累非线性相移为 1 rad。

### 3 数值计算结果与分析

针对 1  $\mu\text{m}$  波段激光在生物成像、医疗和激光加工等重要领域的应用需求，同时考虑 1  $\mu\text{m}$  波段器件的普及性，在数值模拟中以 1030 nm 皮秒脉冲激光为研究对象。选择五级双折射晶体组，其在 1030 nm 的偏振延迟度为 0.7 ps/mm。光纤放大器采用有效模场面积达到 3300  $\mu\text{m}^2$  的增益光纤，其非线性系数  $\gamma = 0.04 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ ，光纤长度为 0.8 m。

#### 3.1 子脉冲时域间距的影响

种子脉冲经过双折射晶体组等分复制后产生子脉冲串，相邻子脉冲间的时域间距是由最短的双折射晶体长度决定的。在理论上，子脉冲的间距越大，脉冲间的耦合和干扰就越小。然而，间距越大，所需的晶体长度就越长，从而增加了加工成本。首先探究不同脉冲间距对脉冲放大的影响，拟在最短间距和最佳放大效果之间找到最优点，从而为 DPA 系统中双折射晶体的长度参数提供依据。

选择脉宽为 3 ps、峰值功率为 10 W 的种子脉冲，对应的等分复制后的每个子脉冲串的峰值功率为 0.3125 W。如果只考虑一个脉宽为 3 ps、峰值功率为 0.3125 W 的种子脉冲，不加双折射晶体组而直接放大，当设置增益  $G = 8410$  时，其最大非线性相移积累为 1 rad。因此，在研究 DPA 系统中脉冲间距对放大效果的影响时，对应  $G$  均为 8410。令  $A = d/\omega$ ，其中  $d$  为子脉冲间距， $\omega$  为脉宽。当  $A$  取 1 和 2 时，放大后的归一化光谱及时域结果如图 2 所示。

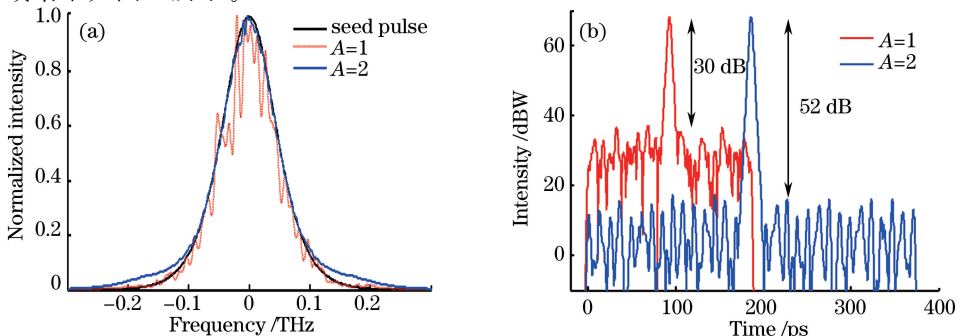


图 2 DPA 后的皮秒脉冲的 (a) 光谱和 (b) 时域波形

Fig. 2 (a) Spectra and (b) temporal profiles of picosecond pulses after DPA

相比于脉冲间距为两倍脉宽的子脉冲,间距为一倍线宽的子脉冲被放大后,其对应光谱发生了明显形变,如图 2(a)所示;后者比前者的背底脉冲的能量更高。放大后两脉冲的脉宽均为 3 ps,如图 2(b)所示。当 A 在 0.8~3.0 区间时,DPA 后积累的最大非线性相移以及子脉冲串的耦合效率如图 3 所示。耦合效率为

$$\eta = \frac{P_o}{\sum_{k=1}^{32} P_k}, \quad (3)$$

式中  $P_k$  为时分复制放大后第  $k$  个子脉冲串的峰值功率; $P_o$  为最终耦合输出的主脉冲的峰值功率。

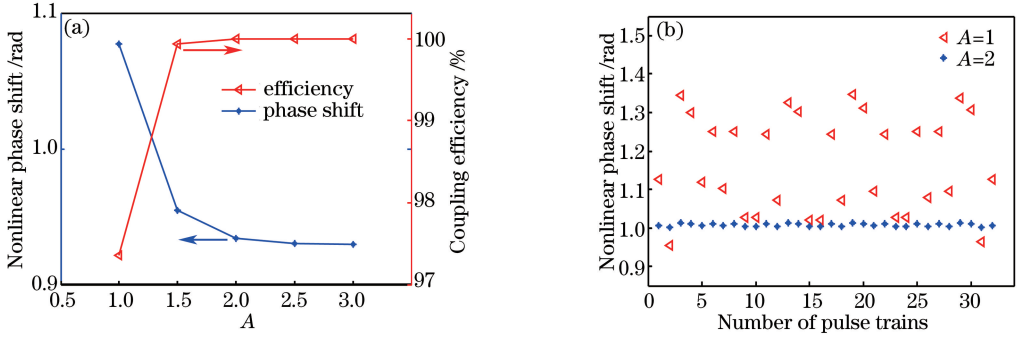


图 3 脉冲间距对皮秒脉冲放大特性的影响。(a)合成脉冲的最大非线性相移与耦合效率;(b)子脉冲串的最大非线性相移  
Fig. 3 Effect of pulse separation on property of amplified picosecond pulse. (a) Maximum nonlinear phase shift and combining efficiency of synthesized pulse; (b) maximum nonlinear phase shift of divided pulse train

随着子脉冲间距从一倍脉宽变化到两倍脉宽,其最大非线性相移从 1.163 rad 减小到 1.005 rad,相差 0.158 rad,耦合效率则从 97.17%增加到 99.99%,如图 3(a)所示。图 3(b)为子脉冲间距分别为一倍、两倍脉宽时,时分复制后子脉冲串中 32 个子脉冲放大后分别所积累的最大非线性相移。当子脉冲间距为一倍脉宽时,子脉冲串中每个子脉冲积累的非线性相移大小均不相同,在平均值 1.163 rad 上下浮动;当子脉冲间距为两倍脉宽时,子脉冲串中每个子脉冲积累的非线性相移基本均为 1.005 rad。因此,虽然两者的非线性相移差只有 0.158 rad,但是前者每个子脉冲积累的非线性相移不同,导致耦合效率降低,部分脉冲能量分散至背底脉冲,光谱发生形变。由图 3(a)还可知,当子脉冲间距超过 2.5 倍脉宽时,子脉冲串的耦合效率以及最大非线性相移均趋于定值,分别为 100%和 1 rad。在随后的计算中,子脉冲间距均设置为脉宽的 2.5 倍。

放大后子脉冲之间非线性相移的浮动是时分复制后子脉冲强度不等造成的,2.5 倍脉宽的间距条件使得子脉冲串之间基本没有时域上的相互干扰。因此,为保证耦合效率,在应用 DPA 技术时,需保证子脉冲间距大于脉冲宽度的 2.5 倍。然而,对于脉宽较宽的种子脉冲,例如 20 ps 脉宽,为满足 2.5 倍的条件,第五级晶体的厚度需达 80 cm,这是不现实的。因此,对于脉宽较宽的种子脉冲,可以通过类似 Sagnac 干涉仪的原理<sup>[10]</sup>实现时分复制。同时,2.5 倍脉宽的条件并非绝对,根据具体情况可以适当选择更短的脉冲间隔。

### 3.2 种子源峰值功率参数的选择

在时分复制放大系统中,对于同一放大目标,更高峰值功率的种子脉冲所需的增益  $G$  更小,可以减轻抽

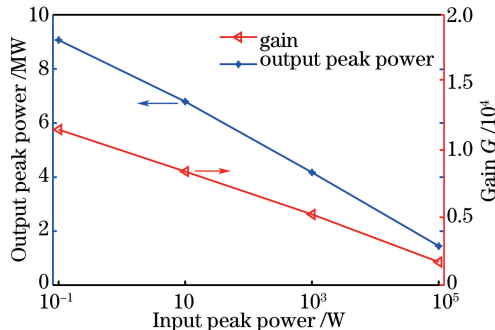


图 4 不同峰值功率的种子脉冲对应的最大输出峰值功率及增益  
Fig. 4 Maximum output peak power and gain versus input peak power of seed pulse

运源的压力。图 4 为当脉宽为 3 ps 时,不同峰值功率的种子脉冲对应的最大输出峰值功率以及增益,此时主脉冲最大非线性相移积累达到 1 rad。由图可知,种子脉冲峰值功率越高,非线性相移积累达到 1 rad 所需的增益越小,但最终获得的峰值功率也越小。

以增益光纤的输入端为零点,在种子脉冲放大过程中,光纤不同位置对应的峰值功率和最大非线性相移如图 5 所示。由于采用二次放大方案,脉冲从增益光纤末端进入,此时光纤末端坐标为 0.8 m,光纤输入端坐标为 1.6 m。在放大过程初期,种子脉冲峰值功率越高,则放大脉冲对应的峰值功率就越大,如图 5(a)所示。因此,峰值功率越高的种子脉冲,在放大初期积累了越多的非线性相移,如图 5(b)所示。由于最终最大非线性相移都为 1 rad,因此在放大的后期,即增益光纤后端,原本具有更高峰值功率的种子脉冲,只能牺牲放大后脉冲的峰值功率以减小后期的非线性相移积累。

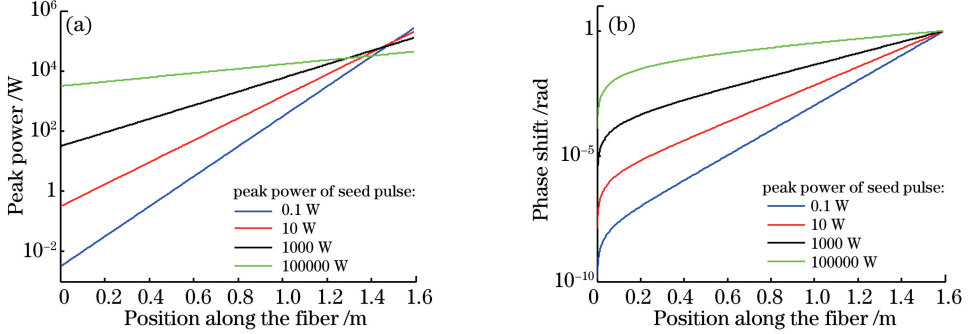


图 5 光纤不同位置处的 (a) 脉冲峰值功率和 (b) 非线性相移

Fig. 5 (a) Pulse peak powers and (b) nonlinear phase shifts at different fiber positions

由以上结果可知,对于高功率的种子脉冲,其放大倍数受限于初期的非线性相移积累。可以通过减小光纤的长度来降低非线性相移积累,但增益光纤需要具有更高的  $G$  值,与选择大峰值功率种子脉冲的初衷相违背。因此,在光纤最大增益  $G$  有限的情况下,需要寻找增大种子脉冲峰值功率和减小增益光纤长度这两种方式的平衡点。

假设增益光纤能提供的最大增益  $G$  为 20000,当脉冲被放大到 10 MW 时,对应的种子脉冲的峰值功率和光纤长度如图 6 阴影下边界所示;当上边界为脉冲被放大到 10 MW 且非线性相移积累为 1 rad 时,对应的种子脉冲的峰值功率和光纤长度如图 6 阴影上边界所示。因此,阴影部分的参数能够符合脉冲被放大到 10 MW 且非线性相移积累小于 1 rad、 $G$  小于 20000 的条件。

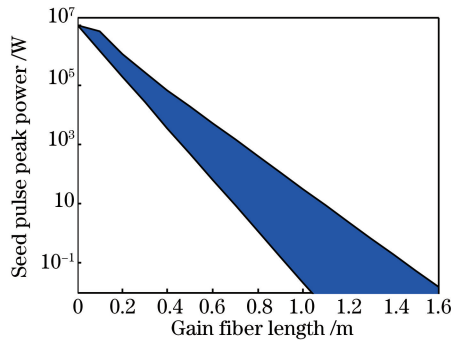


图 6 当  $G=20000$  时,种子脉冲峰值功率和增益光纤长度的选择范围

Fig. 6 Selection range of gain fiber length and seed pulse peak power when  $G$  is 20000

增益计算公式为

$$G = [1000 \times \ln(P_o/P_i) / L], \tag{4}$$

式中  $P_o$  为放大脉冲峰值功率,  $P_i$  为种子脉冲峰值功率,  $L$  为增益光纤长度。

由(4)式可知,0.8 m 的光纤在 165 W 抽运功率的条件下,其  $G$  估算为 29000。因此, $G$  的上限定为 20000 是合理的。

### 3.3 晶体偏转角的影响

在前面的计算中,晶体光轴的偏转角均为  $45^\circ$ ,这个条件使得两个偏振方向的脉冲强度相等,所以称这个条件下的放大为等分复制放大。但是在实际操作中,由于双折射晶体的切割质量和加工精度不同,夹角可能偏离  $45^\circ$ 。如果不考虑模型中的放大器部分,种子脉冲只经历正向时分复制和反向合成过程,则偏转角度对脉冲没有影响,脉冲总能够还原为初始种子脉冲。当考虑放大器的作用时,双折射晶体偏转角度对放大后脉冲性能有影响。如图 6 所示,当  $L=0.8\text{ m}$  时,选择峰值功率分别为 1.17,18,402.8 W 的种子脉冲,放大到 10 MW 所对应的光纤增益  $G$  大小分别为 20000、16583、12699。当每一级晶体偏转角度偏离相同的角度时,子脉冲放大后的耦合效率如图 7 所示。由图可知,在相同的增益光纤长度下,峰值功率越高的种子脉冲,受晶体偏转角的影响更大,耦合效率更低。高功率的种子脉冲在非等分的时分复制后,子脉冲之间的峰值功率差的绝对值更大,因此,放大过程中积累的非线性相移差的绝对值更大,放大后的子脉冲合成损耗更大。

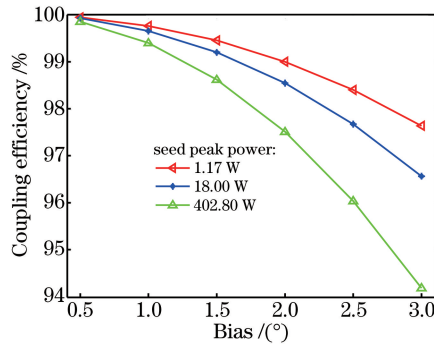


图 7 晶体光轴偏转角偏离  $45^\circ$  的大小所对应的耦合效率

Fig. 7 Coupling efficiency versus optical axis rotation angle bias from  $45^\circ$

若双折射晶体两个偏振方向的透射率不同,也会造成时分复制后子脉冲串峰值功率的差异,其对脉冲放大的影响与不同晶体偏转角的情况相同。

## 4 结 论

对五级双折射晶体组级联的 DPA 系统进行了数值研究。当子脉冲间距为脉宽的 2.5 倍以上时,子脉冲的耦合效率最高。通过平衡种子脉冲峰值功率大小、增益光纤长度以及光纤所能提供的最大增益之间的关系,可以获得具有 10 MW 峰值功率且同时保持变换极限特性的放大脉冲。在时分复制系统偏转角、透射率不同的条件下,为减小能量损失,应尽量选择低峰值功率的种子脉冲和高抽运能量的放大条件。

## 参 考 文 献

- [1] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics[M]. 4th ed. Burlington: Elsevier Academic Press, 2007.
- [2] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. Optics Communications, 1985, 55(6): 447-449.
- [3] Li Feng, Yang Zhi, Zhao Wei, *et al.* Hundred micro-joules level femtosecond fiber laser amplification system[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(12): 1202005.  
李 峰, 杨 直, 赵 卫, 等. 百微焦级飞秒光纤激光放大系统[J]. 中国激光, 2015, 42(12): 1202005.
- [4] Huang Zhihua, Xu Dangpeng, Lin Honghuan, *et al.* High power all-fiber chirped pulse amplification laser system[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2014, 26(9): 091015.  
黄志华, 许党朋, 林宏环, 等. 高功率全光纤啁啾脉冲放大激光系统[J]. 强激光与粒子束, 2014, 26(9): 091015.
- [5] Hong K H, Siddiqui A, Moses J, *et al.* Generation of 287 W, 5.5 ps pulses at 78 MHz repetition rate from a cryogenically cooled Yb:YAG amplifier seeded by a fiber chirped-pulse amplification system[J]. Optics Letters, 2008, 33(21): 2473-2475.
- [6] Zaouter Y, Cormier E, Rigail P, *et al.* 30 W, 10  $\mu$ J, 10-ps SPM-induced spectrally compressed pulse generation in a low non-linearity ytterbium-doped rod-type fibre amplifier[C]. SPIE, 2007, 6453: 645300.
- [7] Dromey B, Zepf M, Landreman M, *et al.* Generation of a train of ultrashort pulses from a compact birefringent crystal

- array[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(22): 5142-5146.
- [8] Zhou S, Wise F W, Ouzounov D G. Divided-pulse amplification of ultrashort pulses[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(7): 871-873.
- [9] Kong L J, Zhao L M, Lefrancois S, *et al.* Generation of megawatt peak power picosecond pulses from a divided-pulse fiber amplifier[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(2): 253-255.
- [10] Roither S, Verhoef A, Mücke O D, *et al.* Sagnac-interferometer multipass-loop amplifier[C]. *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2008: CTuK4.
- [11] Lesparre F, Gomes J T, Délen X, *et al.* Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for picosecond lasers using the divided pulse amplification technique[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1628-1631.
- [12] Kienel M, Klenke A, Eidam T, *et al.* Analysis of passively combined divided-pulse amplification as an energy-scaling concept[J]. *Optics Express*, 2013, 21(23): 29031-29042.
- [13] Guichard F, Hanna M, Zaouter Y, *et al.* Analysis of limitations in divided-pulse nonlinear compression and amplification[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2014, 20(5): 7600405.
- [14] Bates H E, Alfano R R, Schiller N. Picosecond pulse stacking in calcite[J]. *Applied Optics*, 1979, 18(7): 947-949.
- [15] Tang D Y, Zhao L M, Zhao B, *et al.* Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers[J]. *Physical Review A*, 2009, 72(4): 043816.
- [16] Zhao Y, Wang B, Tang Q. Jones matrix for round-trip wave propagation in nonreciprocal media[J]. *Applied Optics*, 1992, 31(22): 4471-4473.