

## 单频光纤放大器中泵浦作用的相位噪声

段良友, 刘 贞, 沈琪皓, 何幸锴, 周鼎富, 张永科

(西南技术物理研究所, 四川 成都 610041)

**摘要:** 研究了铒镱共掺单频光纤放大器中 100 Hz~1 kHz 频段内的相位噪声, 并通过实验证明该尖峰噪声为泵浦电源产生的相位噪声。从铒镱共掺光纤放大器的功率传输方程出发, 结合泵浦激光的热传递函数, 数值分析了泵浦功率、泵浦波长、增益光纤长度对 100 Hz~1 kHz 频段内相位噪声的影响。通过二级光放大结构对输出激光的相位噪声进行测量, 并将实验结果与数值仿真结果进行对比, 证明了理论模型的可靠性。该研究优化了主谐振功率放大结构铒镱共掺单频光纤放大器的相位噪声特性, 并为提高相干合成时的合束效率提供指导。以上所得结果普遍适用于主谐振功率放大结构的光纤放大器。

**关键词:** 相位噪声; 主谐振功率放大; 功率传输方程; 泵浦强度噪声; 铒镱共掺光纤  
**中图分类号:** TN248 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20220332

## Phase noise of pumping in single-frequency fiber amplifier

Duan Liangyou, Liu Zhen, Shen Qihao, He Xingkai, Zhou Dingfu, Zhang Yongke

(Southwest Institute of Technical and Physics, Chengdu 610041, China)

**Abstract:** The phase noise in the 100 Hz-1 kHz band of erbium-ytterbium co-doped single-frequency fiber amplifier was studied, and it was proved by experiments that the peak noise was the phase noise produced by the pump power supply. Based on the power transfer equations of erbium-ytterbium co-doped fiber amplifier and the heat transfer function of pump laser, the effects of pump power, pump wavelength and gain fiber length on the phase noise in 100 Hz-1 kHz band were analyzed numerically. The phase noise of the output laser was measured by using two-stage optical amplifier structure, and the experimental results were compared with the numerical simulation results, which proved the reliability of the theoretical model. This study optimized the phase noise characteristics of erbium-ytterbium co-doped single-frequency fiber amplifier with main resonance power amplifier structure and provided guidance for improving beam combining efficiency in coherent combination. In general, the aforementioned findings hold true for fiber amplifiers with main oscillation power amplification structure.

**Key words:** phase noise; main oscillation power amplification; power transfer equations;  
pump intensity noise; erbium-ytterbium co-doped fiber

收稿日期:2022-04-15; 修订日期:2022-05-25

基金项目:国家重点研究开发计划重大科学仪器设备发展重点专项 (2018YFF01014100)

作者简介:段良友,男,硕士生,主要从事光纤放大器方面的研究。

导师简介:周鼎富,男,研究员,博士,主要从事激光与光电子技术方面的研究。

## 0 引言

单频光纤激光器具有线宽窄、噪声低、相干性好、转换效率高、全光纤化结构等特性,使其成为人们的研究热点。在激光雷达、激光传感、相干通信、光谱学等领域,高功率单频激光具有非常广泛的应用。单频光纤激光器的输出功率由于受激布里渊散射(SBS)效应的作用<sup>[1]</sup>,使得主谐振功率放大(MOPA)技术难以提升激光的输出功率<sup>[2]</sup>。相干合成作为一种能保证单频激光线宽和噪声特性的前提下、大幅度提升激光输出功率的一项技术被人们广泛关注<sup>[3-5]</sup>。在相干合成中,激光的相位噪声是影响相位控制精度的主要因素,因此需对单路光纤放大器的相位噪声进行研究。

在以往的相位噪声研究中,光纤激光器在 100 Hz~1 kHz 频段内的尖峰噪声被定义为残余声学噪声<sup>[6-8]</sup>,并可使用谐振腔封装工艺进行抑制,然而泵浦电源的噪声特性也对输出光的相位噪声具有重大影响。在泵浦强度噪声对输出激光相位噪声影响的机理中,泵浦光的强度波动通过增益介质机制、热波动机制以及损耗色散机制影响激光的频率,进而产生对应的相位噪声<sup>[9]</sup>。在高掺杂光纤中引起激光相位噪声的主要原因为:泵浦功率、泵浦波长以及激光的偏振态等特性的扰动,引起激光增益和光纤热量波动,进而影响输出光的相位。研究表明,单频光纤激光器泵浦能量波动引起的增益光纤温度变化是频率噪声的主要来源,并给出了频率噪声波动的解析表达式<sup>[10]</sup>。为研究短线腔单频光纤激光器的相位噪声,Zhao Qilai 等引入了能量上转换过程和输出光相对强度噪声(RIN)对激光相位的调制作用,使得泵浦能量波动引起的相位噪声更完备<sup>[11]</sup>。然而以上研究都是基于激光腔内,并不适用于放大器的研究。

文中通过实验设计,证明了 100 Hz~1 kHz 频段内的尖峰噪声为泵浦电源引入的电噪声。并从功率传输方程出发,对 MOPA 结构光纤放大器中泵浦引入的相位噪声进行理论推导与仿真计算。此外,测量了不同泵浦功率、泵浦波长和增益光纤长度作用的相位噪声,发现其变化趋势与理论仿真相符,验证了理论模型的可靠性。这对优化单频光纤放大器的相位噪声、提高相干合成时的合束效率具有重大意义。

## 1 理论模型

### 1.1 增益光纤自热模型的理论推导

在光纤放大器中,由稳态情况下的速率方程可得铒、镱共掺光纤(EYDF)内激光功率的分布,其中粒子数对应的能级图如图 1 所示。

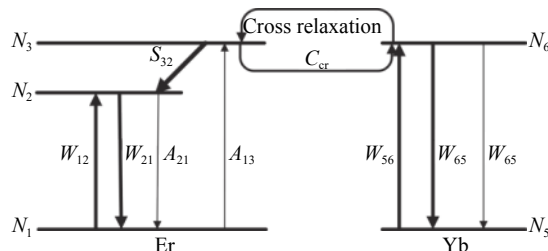


图 1 铒镱共掺光纤能级图

Fig.1 Energy level diagram of Er<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup> co-doped fiber

基于图 1 粒子能级图,结合对应的粒子数方程,可得稳态下的功率传输方程为:

$$\frac{\partial P_p(z, \lambda_p)}{\partial z} = \Gamma_p [\sigma_{65}(\lambda_p) N_6(z) - \sigma_{56}(\lambda_p) N_5(z) - \sigma_{13}(\lambda_p) N_1(z)] P_p(z, \lambda_p) - \alpha_p P_p(z, \lambda_p) \quad (1)$$

$$\frac{\partial P_s(z, \lambda_s)}{\partial z} = \Gamma_s [\sigma_{21}(\lambda_s) N_2(z) - \sigma_{12}(\lambda_s) N_1(z)] P_s(z, \lambda_s) - \alpha_s P_s(z, \lambda_s) \quad (2)$$

$$\frac{\partial P_{ASE,Er}(z, \lambda_{k1})}{\partial z} = \Gamma_s [\sigma_{21}(\lambda_{k1}) N_2(z) - \sigma_{12}(\lambda_{k1}) N_1(z)] \cdot P_{ASE,Er}(z, \lambda_{k1}) - \alpha_{ASE,Er} P_{ASE,Er}(z, \lambda_{k1}) \quad (3)$$

$$\frac{\partial P_{ASE,Yb}(z, \lambda_{k2})}{\partial z} = \Gamma_p [\sigma_{65}(\lambda_{k2}) N_6(z) - \sigma_{56}(\lambda_{k2}) N_5(z) - \sigma_{13}(\lambda_{k2}) N_1(z)] P_{ASE,Yb}(z, \lambda_{k2}) - \alpha_{ASE,Yb} P_{ASE,Yb}(z, \lambda_{k2}) \quad (4)$$

式中:  $N_1$ 、 $N_2$ 、 $N_3$  分别为铒离子不同能级上的粒子数密度;  $N_5$ 、 $N_6$  分别为镱离子对应能级上的粒子数密度,其与功率对应的关系可由图 1 对应的粒子数方程求得,  $C_{cr}$  为镱离子向铒离子能量转换的交叉弛豫系数,  $A_{21} = 1/\tau_{21}$ 、 $A_{65} = 1/\tau_{65}$ 、 $S_{32} = 1/\tau_{32}$ 、其中  $\tau_{21}$ 、 $\tau_{65}$  分别为对应能级粒子的自发辐射寿命,  $\tau_{32}$  为无辐射跃迁寿命,  $W_{12}$ 、 $W_{13}$ 、 $W_{56}$ 、 $W_{21}$  和  $W_{65}$  分别为对应能级的受激吸收和受激发射概率。  $\Gamma_p$  和  $\Gamma_s$  分别为泵浦光和信号光的功率填充因子;  $P_s$ 、 $P_p$ 、 $P_{ASE,Er}$  和  $P_{ASE,Yb}$  分别为信号光、泵浦光、铒和镱离子放大自发辐射功率;  $\sigma_{12}$ 、 $\sigma_{21}$ 、 $\sigma_{13}$ 、 $\sigma_{56}$  和  $\sigma_{65}$  分别为对应的吸收、发射截面;  $h$  为

普朗克常量;  $A_{eff}$  为有效模场面积;  $\lambda_s$ 、 $\lambda_p$ 、 $\lambda_{ASE,Er}$  和  $\lambda_{ASE,Yb}$  分别为信号光、泵浦光、铒和镱离子放大自发辐射波长;  $v = c/\lambda$ , 其中  $v$  为输出光的波长;  $c$  为光速。联立公式 (1)~(4), 采用数值求解的方式便可达到  $P_s$  泵浦光、 $P_p$  信号光、 $P_{ASE,Er}$  铒和  $P_{ASE,Yb}$  镱放大自发辐射光功率在光纤中的具体分布。

在 MOPA 结构的放大器中, 耦合到 EYDF 的一部分泵浦光将转化为热量, 进而影响增益光纤的折射率。设局部光纤中转化的热量与入射泵浦功率成正比, 则双包层光纤单位时间内吸收的热量为:

$$Q(z, r, t) = \alpha_{ap}\eta P_p(t)h(z)|e(r)|^2 \quad (5)$$

式中:  $\alpha_{ap}$  为泵浦光的吸收系数;  $\eta$  为吸收泵浦能量的热转换系数;  $P_p(t)$  为泵浦功率, 泵浦电源的波动可通过影响泵浦效率进而影响泵浦光的时间稳定性<sup>[12]</sup>, 即泵浦光随时间  $t$  波动;  $|e(r)|^2$  为泵浦横向分布函数;  $h(z)$  为泵浦纵向分布函数, 其可由公式 (1)~(4) 得出。泵浦光的热转换系数  $\eta$  由泵浦光与信号光之间的量子亏损以及上能级粒子快速非辐射衰减决定<sup>[13]</sup>, 即:

$$\eta = F_{ETU} + [1 - F_{ETU}](1 - \lambda_p/\lambda_s) \quad (6)$$

式中:  $\lambda_p$  和  $\lambda_s$  分别为泵浦光和信号光的波长;  $F_{ETU}$  由受激吸收的粒子由能量传递上转换效应造成的反转粒子数衰减决定, 即:

$$F_{ETU} = \left| \frac{\text{upconversion}}{\text{absorption}} \right| \approx 1 - \frac{P_s(l)}{P_p(0) - P_p(l)} (\lambda_s/\lambda_p) \quad (7)$$

为得到中频段输出光的噪声分布情况, 假设该归一化横向模场为高斯分布<sup>[10]</sup>, 则泵浦横向分布函数为:

$$|e(r)|^2 = \frac{2}{\pi\omega_p^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p^2}\right) \quad (8)$$

式中:  $\omega_p$  为高斯分布的半径。将公式 (5) 代入热传导方程, 对其进行傅里叶变化, 并采用圆柱坐标系可得:

$$k^2 T_k(z, f) + \frac{iC_v f}{k_t} T_k(z, f) = \frac{N(z)}{k_t} F(k) P_p(f) \quad (9)$$

式中:  $C_v$  为单位体积的比热容;  $k_t$  为介质内的热导率;  $T$  为对应的温度;  $f$  为时间  $t$  的傅里叶频率。其中:

$$N(z) = \alpha_{ap}\eta h(z) \quad (10)$$

$$T_k(z, f) = \int_0^\infty T(z, r, f) J_1(kr) r dr \quad (11)$$

$$F(k) = \int_0^\infty |e(r)|^2 J_1(kr) r dr = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 k^2}{8}\right) \quad (12)$$

公式 (11)~(12) 中的  $J_1$  为一阶贝塞尔函数。对公式 (9) 进行汉克尔逆变换来求解  $T_k$ , 并在横向上对温度波动进行平均, 得到泵浦功率与温度场之间的表达式为:

$$T(z, f) = \frac{N(z) P_p(f)}{4\pi^2 k_t} \int_0^\infty \frac{k \exp\left(-\frac{\omega_p^2 k^2}{4}\right)}{k^2 + 2ik_1^2} dk \quad (13)$$

泵浦扰动引起温度变化的传递函数为:

$$\Theta(f) = \frac{\exp(i\omega_p^2 C_v f / 4k_t)}{8\pi k_t} E_1\left[i\omega_p^2 C_v f / 4k_t\right] \quad (14)$$

式中:  $k_1 = \sqrt{\frac{C_v f}{2k_t}}$ ;  $E_1$  为指数积分函数。

泵浦扰动在增益光纤内引起的温度变化将影响增益光纤的光程, 进而作用于输出激光的相位<sup>[14]</sup>。在光纤长度为  $l$  的光纤内, 因自热效应引起的激光频率变化为:

$$\Delta\nu(f) = -\nu \mathcal{E} \Theta(f) \Delta P_p(f) \int_0^l N(z) dz \quad (15)$$

故泵浦激光引起的相位噪声为:

$$S(f) = \nu^2 \mathcal{E}^2 [\Theta(f)]^2 P_p^2 [\alpha_{ap}\eta h(z)]^2 RIN_P(f) \quad (16)$$

式中:  $\nu$  为输出激光的中心频率;  $\mathcal{E}$  为材料的热光系数;  $\Theta(f)$  泵浦扰动引起温度变化的传递函数;  $P_p$  为泵浦的功率;  $\alpha_{ap}$  为泵浦光的吸收系数;  $\eta$  为吸收泵浦能量的热转换系数;  $RIN_P(f)$  为泵浦光的相对强度噪声;  $h(z)$  为泵浦纵向分布函数。

## 1.2 仿真结果

由实验可得, 泵浦激光的强度噪声为  $1/f$  噪声和脉冲尖峰噪声的混合, 设泵浦激光的  $RIN_P(f)$ <sup>[15]</sup> 为:

$$RIN_P(f) = K \left[ (1 + a\sigma(f_{k1}) + b\sigma(f_{k2})) / f^{3/2} \right] \quad (17)$$

式中:  $f_{k1}$  分别为 150、250、350、450、550、650、750、850、950 Hz;  $f_{k2}$  为 200、300、400、500、600、700、800、900 Hz;  $a = 1 \times 10^3$ ;  $b = 1 \times 10^1$ ;  $K = 1 \times 10^{-11}$ 。

若考虑种子光本底  $1/f$  噪声的影响<sup>[16]</sup>, 则输出端的相位噪声  $S(f)$  为:

$$S_\varphi(f) = \nu^2 \mathcal{E}^2 [\Theta(f)]^2 [\alpha_{ap}\eta P_p h(z)]^2 RIN_P(f) + K_1(1/f^3) + \text{random}(f) \quad (18)$$

式中:  $K_1 = 1 \times 10^{10}$ ;  $\text{random}(f)$  为随机白噪声。基于表 1 的实验参数, 由公式 (16)、(18) 可分别对 EYDF 放大器中泵浦光产生的相位噪声和增加本底的相位噪声进行仿真计算。

表 1 激光相位噪声仿真的实验参数

Tab.1 Experimental parameters for laser phase noise simulation

Parameter	Value	Parameter	Value
$\lambda_s$	1550 nm	$\sigma_{12}(\lambda_s)$	$1.75 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\lambda_p$	915 nm	$\sigma_{21}(\lambda_s)$	$2.45 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\lambda_{k1}$	1575 nm	$\sigma_{13}(\lambda_p)$	$4.13 \times 10^{-28} \text{ m}^2$
$\lambda_{k2}$	975 nm	$\sigma_{56}(\lambda_p)$	$2.2 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$h$	$6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$	$\sigma_{65}(\lambda_p)$	$4.38 \times 10^{-27} \text{ m}^2$
$c$	$3 \times 10^8 \text{ m/s}$	$\sigma_{12}(\lambda_{k1})$	$1.75 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\Gamma_p$	0.007 885	$\sigma_{21}(\lambda_{k1})$	$2.35 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\Gamma_s$	0.925 4	$\sigma_{13}(\lambda_{k2})$	$1.35 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$A_{eff}$	$418.64 \mu\text{m}^2$	$\sigma_{56}(\lambda_{k2})$	$1.1 \times 10^{-24} \text{ m}^2$
$\alpha_s$	0.07 dB/m	$\sigma_{65}(\lambda_{k2})$	$5.84 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\alpha_p$	0.22 dB/m	$C_{cr}$	$5.54 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$
$N_{Er}$	$1.2 \times 10^{25}/\text{m}^3$	$\tau_{21}$	10 ms
$N_{Yb}$	$2.16 \times 10^{26}/\text{m}^3$	$\tau_{32}$	1 ns
$\alpha_{ASE,Yb}$	0.25 dB/m	$\tau_{65}$	1.5 ms
$\alpha_{ASE,Er}$	0.15 dB/m	$\omega_p$	$6.5 \times 10^{-6} \text{ m}$
$\mathcal{E}$	$1.008 \times 10^{-5}/\text{K}$	$C_v$	$2.2 \times 10^6 \text{ J} \cdot (\text{m}^3 \cdot \text{K})^{-1}$
$\alpha_{ap}$	$3 \text{ m}^{-1}$	$k_t$	$0.84 \text{ W} \cdot (\text{m} \cdot \text{K})^{-1}$

当增益光纤的长度为 5 m、泵浦波长为 915 nm 时,不同泵浦功率通过热波动引起的相位噪声如图 2 所示。由图 2(a)可知,随着泵浦功率的增大,泵浦功率波动引起激光的相位噪声逐渐增加,但其增长速率逐渐降低。由于整个光热转换过程发生在放大器中,其输出功率不能实现锁定,使光纤末端泄露的光功率与泵浦功率成正相关,故输出光的相位噪声不随泵浦功率线性增加。在考虑种子光的本底噪声时,整个相位噪声如图 2(b)所示。此时 100 Hz~1 kHz 范围内的电子尖峰噪声随泵浦功率的增大而增大,但对应的基底噪声却基本不随泵浦功率而改变。这是由于热噪声的基底太小,被种子本底的1/f噪声所淹没,对应的基底噪声变化不明显,而在 100 Hz~1 kHz 范围内的尖峰噪声较强,故能在本底上显露出来。

由公式 (1)~(4) 和公式 (6) 可得,泵浦波长 $\lambda_p$ 会影响热转换效率 $\eta$ 和泵浦功率的分布 $P_p h(z)$ 。其通过增益光纤中泵浦光与信号光的光-光转换效率影响输出光的相位噪声,如图 3 所示。由图 3(a)可知,当泵浦

波长 $\lambda_p$ 增加时,由热波动引起的相位噪声逐渐减小。由于泵浦波长 $\lambda_p$ 的不同,激光对应的吸收、发射截面 $\sigma$ 也不同。在相同泵浦功率和增益光纤长度的条件下,975 nm 的泵浦光产生的热噪声小于 915 nm 的泵浦光。在考虑种子本底的1/f噪声时,975 nm 泵浦的相位噪声基本被淹没,图 3(b)无法观测到 100 Hz~1 kHz 频段内的电子尖峰噪声。故根据对应的吸收发射截面 $\sigma$ 优化泵浦光的波长,便可降低输出光的相位噪声。

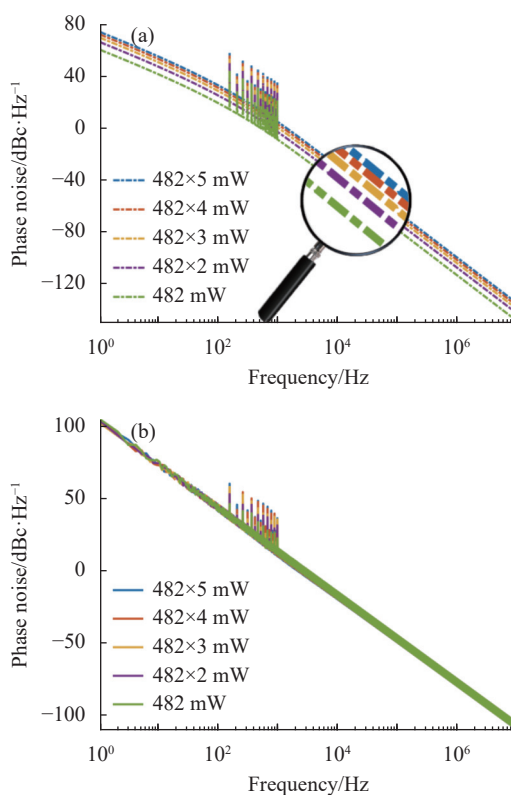


图 2 5 m 光纤、915 nm 泵浦下不同泵浦功率的相位噪声。(a) 泵浦噪声影响的相位噪声;(b) 泵浦噪声结合本底的相位噪声

Fig.2 Phase noise of different pump powers under 5 m fiber and 915 nm pump. (a) Phase noise influenced by pump noise; (b) Phase noise combined with pump noise and background

在放大器中,增益光纤的长度是影响热噪声的重要因素。文中仿真计算了泵浦功率为 482 mW、泵浦波长为 915 nm 时,不同增益光纤长度下通过热波动引起的相位噪声,如图 4 所示。由图 4(a)可知,泵浦产生的相位噪声与增益光纤长度成正相关。当光纤长度越长时,增益光纤对泵浦光的吸收便越强,故泵浦转化的热噪声也将越强。然而泵浦相位噪声的增长速率却与增益光纤长度成反比。在考虑本底的1/f

噪声时,随着增益光纤长度的缩减,对应的 100 Hz~1 kHz 频段内的电子尖峰噪声逐渐被淹没,如图 4(b)所示。倘若在保证输出功率的条件下,根据速率方程减短增益光纤的长度,便可降低输出光的相位噪声特性,从而提高激光放大器的输出性能。

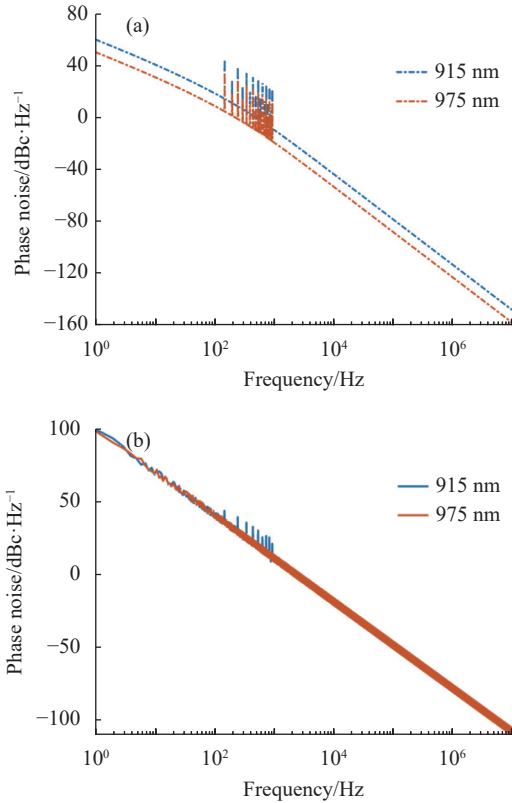


图 3 5 m 光纤、484 mW 泵浦不同泵浦波长的相位噪声。(a) 泵浦噪声影响的相位噪声;(b) 泵浦噪声结合本底的相位噪声

Fig.3 Phase noise of different pump wavelengths pumped by 5 m fiber and 484 mW. (a) Phase noise influenced by pump noise; (b) Phase noise combined with pump noise and background

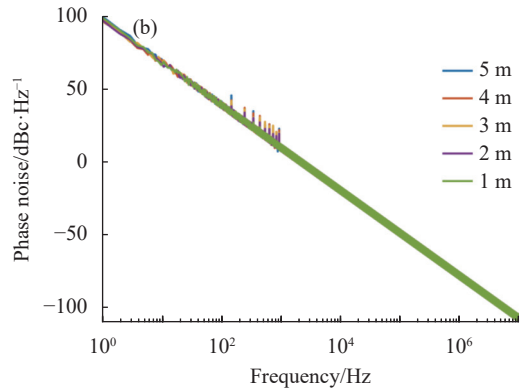
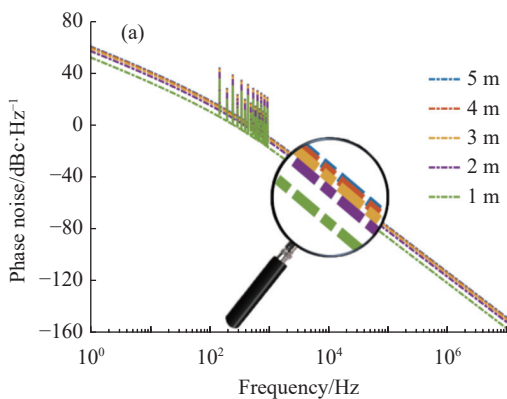


图 4 484 mW、915 nm 泵浦不同增益光纤长度的相位噪声。(a) 泵浦噪声影响的相位噪声;(b) 泵浦噪声结合本底的相位噪声

Fig.4 Phase noise of 484 mW, 915 nm pump with different gain fiber lengths. (a) Phase noise influenced by pump noise; (b) Phase noise combined with pump noise and background

## 2 实验结果

### 2.1 电子尖峰噪声的测量

1 550 nm 单频光纤放大器如图 5 所示,整个放大光路为保偏光路。种子光 (seed) 通过预放大 (Pre-amp) 后作为信号光输入到 EYDF 放大器中。在放大模块内,通过光纤耦合器 (Combiner) 将信号光和泵浦光 (Pump) 耦合进增益光纤中进行功率放大。为避免输出光的端面反射,需在后端接入光隔离器 (ISO) 保证激光单向传输。其中包层光剥离器 (CPS) 用来剥离包层中的泵浦光,带通滤波器 (BP) 用来滤除纤芯中的放大自发辐射光 (ASE) 和残余的泵浦光 (Pump),可变光衰减器 (VOA) 用来调节输出光的功率,进而保证噪声分析模块 (Noise Analysis Module) 中输入功率的一致性。此次实验的泵浦电源型号分别为 IT6332 A 和 LPS-305, 915 nm 和 975 nm 泵浦器件的型号分别

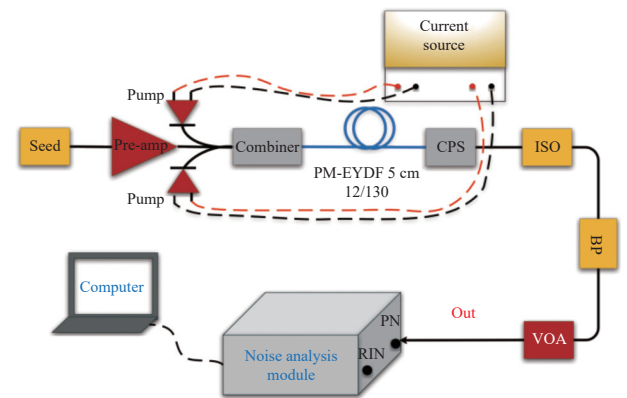


图 5 铒镱共掺光纤放大器的相位噪声测量

Fig.5 Phase noise measurement of  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  co-doped fiber amplifiers



为 GJM0005 和 LU0975 T100, 其中双包层 EYDF 的纤芯直径为 12  $\mu\text{m}$ , 包层直径为 130  $\mu\text{m}$ , 在 915 nm 处的吸收系数为 2.8~3.8 dB/m, 在 1530 nm 处的吸收系数为 60~90 dB/m, 数值孔径为 0.2。噪声分析模块为 OEwaves 线宽测试仪及 RIN 噪声分析仪 OE4000。

在泵浦电流为 1.1 A 的情况下, 通过改变泵浦电源的型号, 得到对应输出光的相位噪声如图 6 所示。

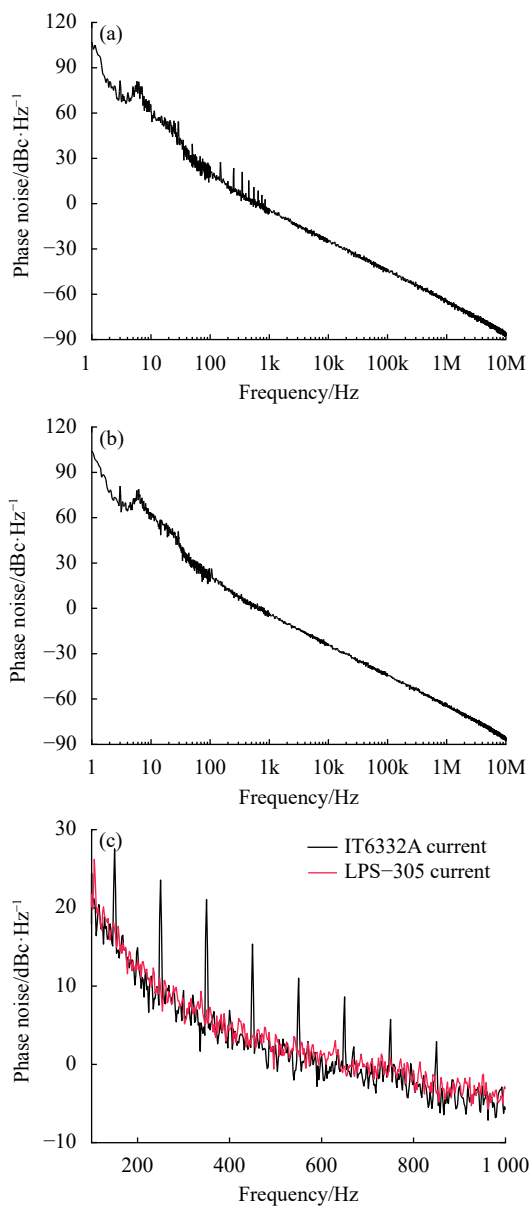


图 6 输出电流 1.1 A, 不同电源的相位噪声。(a) IT6332 A 电流源的相位噪声; (b) LPS-305 电流源的相位噪声; (c) 不同泵浦电源尖峰噪声分析图

Fig.6 Output current is 1.1 A, and the phase noise of different power supplies. (a) Phase noise of the IT6332 A current source; (b) Phase noise of the LPS-305 current source; (c) Analysis graph of the spike noise of different pump power supplies

从图 6(c) 可得, 型号为 LPS-305 的电源在 100 Hz~1 kHz 频段内的尖峰噪声比 IT6332 A 泵浦电源小约 10 dBc/Hz, 且 LPS-305 电源泵浦的电子尖峰噪声基本被本底的  $1/f$  噪声所淹没。

为分析不同泵浦电源对泵浦光强度噪声的影响, 搭建了如图 7 所示的实验装置, 并对型号分别为 LPS-305 和 IT6332 A 电源作用泵浦光的强度噪声进行测量。

图 8 中, 当泵浦电流为 1.1 A, 在 1 Hz~10 kHz 频段内泵浦光的强度噪声。IT6332 A 电源泵浦在 100 Hz~1 kHz 频段内的尖峰噪声约为 -15 dBm, 而 LPS-305 电源泵浦只在 150 Hz 处有 -13 dBm 的尖峰噪声, 其他频

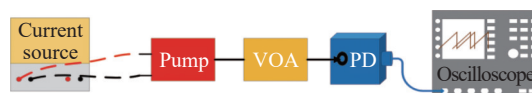


图 7 泵浦强度噪声测量装置

Fig.7 Pump intensity noise measurement device

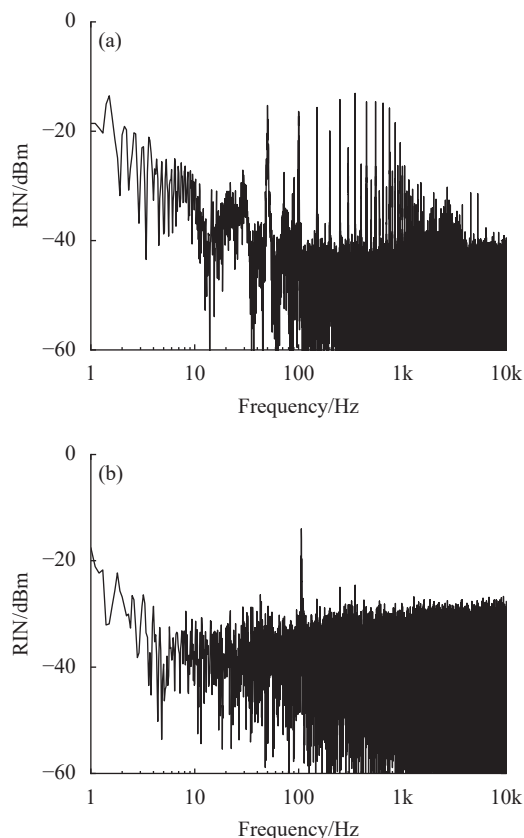


图 8 不同泵浦电源的泵浦强度噪声。(a) 6 A (IT6332 A) 电流源泵浦的强度噪声; (b) 3 A (LPS-305) 电流源泵浦对应的强度噪声

Fig.8 Pump intensity noise for different pump power sources. (a) Intensity noise of 6 A (IT6332 A) current source pumping; (b) Intensity noise corresponding to 3 A (LPS-305) current source pumping

段上基本没有尖峰噪声。结合图 6 的相位噪声结果可得, 100 Hz~1 kHz 频段内的尖峰噪声由泵浦电源产生, 其通过泵浦强度波动传递到输出激光的相位上, 进而产生对应的相位噪声。

### 2.2 增益光纤自热模型的实验验证

当增益光纤长度为 5 m、泵浦波长为 915 nm 时, 不同泵浦功率下输出光的相位噪声如图 9 所示。为保证泵浦光的 RIN 噪声一致, 实验通过增加泵浦器件个数来提升泵浦光的功率, 其泵浦的强度噪声如图 9(a)~(b) 插图所示。由图 9(a) 和图 9(b) 可知, 100 Hz~1 kHz 频段内 964 mW 泵浦的电子尖峰噪声比 482 mW 泵浦的更强。

由图 9(c) 可知, 在 150~950 Hz 频率上的尖峰噪声, 964 mW 泵浦相位噪声比 482 mW 泵浦的相位噪声高 4~5 dBc/Hz。这是由于双路泵的相互耦合作用使得输出光的尖峰噪声大幅增强<sup>[17]</sup>。在 100 Hz~1 kHz 非尖峰频率上, 964 mW 泵浦光比 482 mW 泵浦的相位噪声高 1~2 dBc/Hz, 这主要归因于双路泵在增益光纤中一系列非线性效应<sup>[18-19]</sup>。以上结果表明, 随着泵浦功率的增大, 100 Hz~1 kHz 频段内对应的相位噪声也增加, 该实验的变化趋势与仿真计算结果一致。

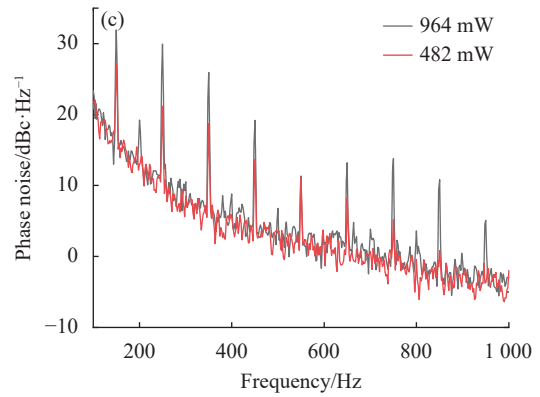
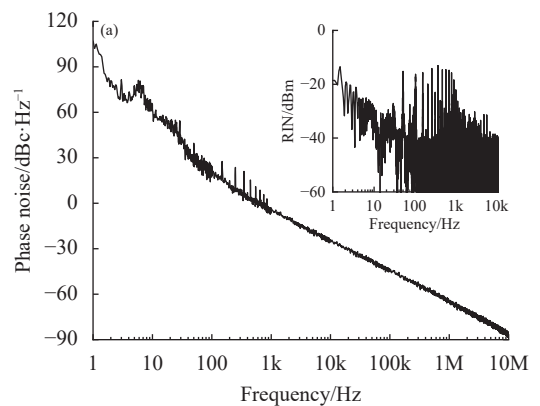
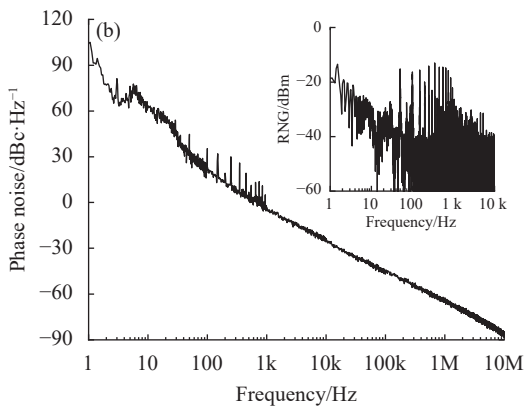
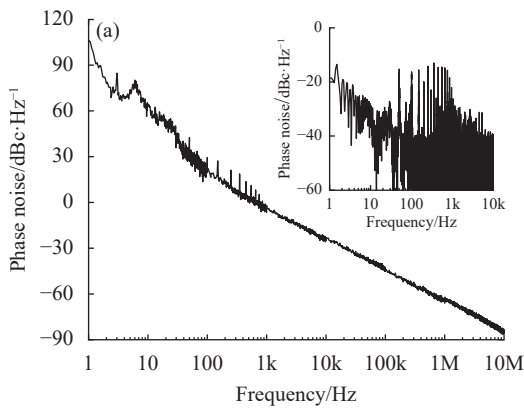


图 9 不同泵浦功率的相位噪声。(a) 泵浦功率为 482 mW; (b) 泵浦功率为 964 mW; (c) 不同泵浦功率尖峰噪声分析图 (插图: 强度噪声)  
Fig.9 Phase noise for different pump powers. (a) Pump power is 482 mW; (b) Pump power is 964 mW; (c) Analysis graph of different pump power spike noise (Inset: Intensity noise)

在泵浦功率为 482 mW、增益光纤长度为 5 m 的情况下, 不同泵浦波长对应的相位噪声变化如图 10 所示。由图 10(a) 和图 10(b) 可知, 当泵浦波长增加, 100 Hz~1 kHz 频段内的电子尖峰噪声被抑制, 具体表现为 150~950 Hz 频率范围内 915 nm 泵浦的相位噪声比 975 nm 泵浦的大 3.5 dBc/Hz。该现象由两种因素影响: 一是由于 975 nm 泵浦的强度噪声比 915 nm 泵浦的弱, 如图 10(a)~(b) 插图所示, 其中 915 nm 泵浦的强度噪声为 -25 dBm, 而 975 nm 泵浦强度噪声仅为 -30 dBm; 二是由于不同波长的光-光转换效率不同<sup>[20]</sup>, 975 nm 泵浦放大器的光-光转换效率更高, 即 975 nm 泵浦放大器的热转换系数更小。以上实验的变化趋势与理论模型相符, 故通过选择泵浦波长为 975 nm 的泵浦光来降低 100 Hz~1 kHz 频段内的电子尖峰噪声, 可提高此 EYDF 放大器的性能。



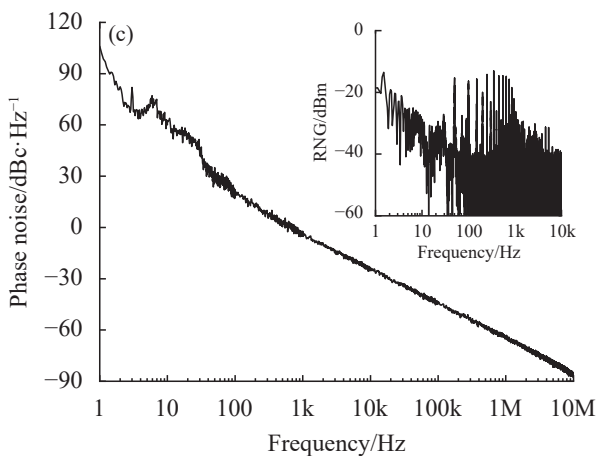
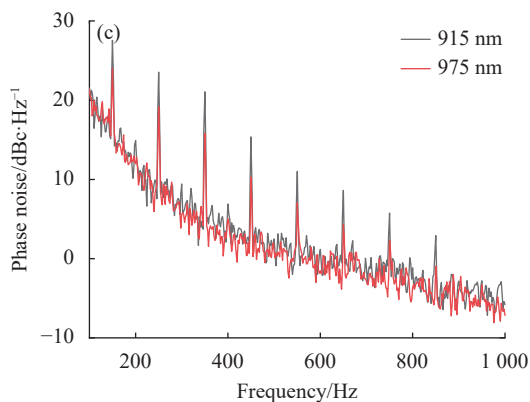
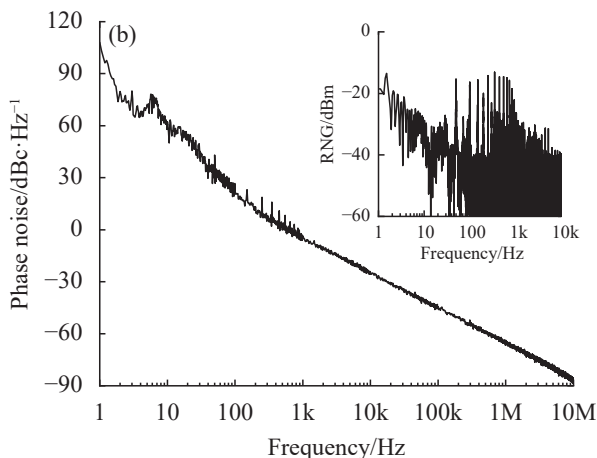
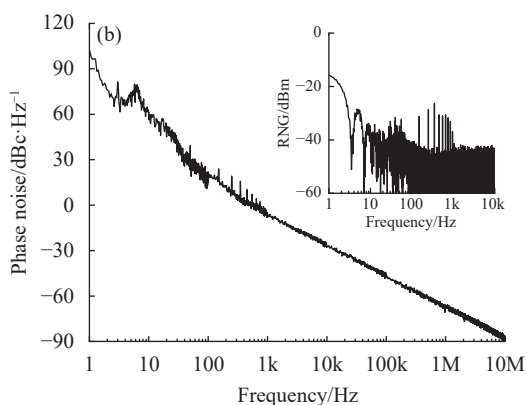


图 10 不同泵浦波长的相位噪声。(a) 泵浦波长 915 nm; (b) 泵浦波长 975 nm; (c) 不同泵浦波长尖峰噪声分析图 (插图: 强度噪声)

Fig.10 Phase noise at different pump wavelengths. (a) Pump wavelength 915 nm; (b) Pump wavelength 975 nm; (c) Analysis graph of spike noise at different pump wavelengths (Inset: Intensity noise)

实验在泵浦功率为 482 mW、泵浦波长为 915 nm 条件下, 对不同光纤长度的放大器相位噪声进行测量, 实验结果如图 11 所示。由图 11(a)~(c) 可得, 随着

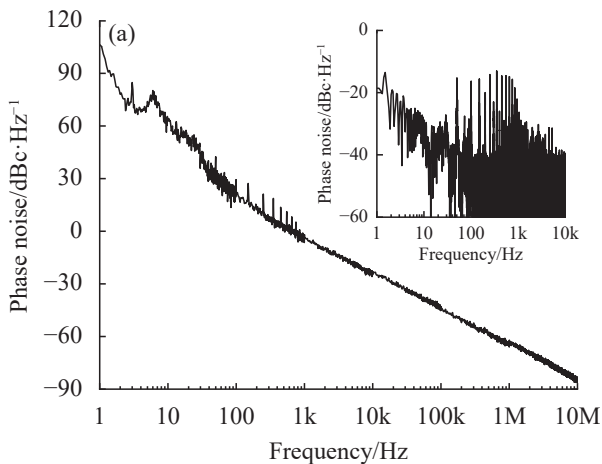
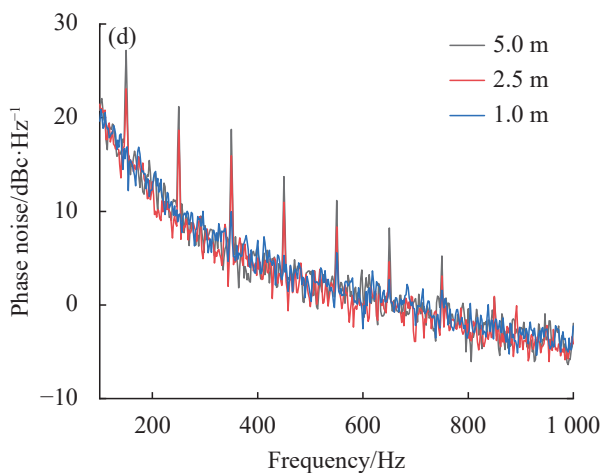


图 11 不同增益光纤长度下的相位噪声。(a) 增益光纤长度为 5 m; (b) 增益光纤长度为 2.5 m; (c) 增益光纤长度为 1 m; (d) 不同光纤长度尖峰噪声分析图 (插图: 强度噪声)

Fig.11 Phase noise at different gain fiber lengths. (a) Gain fiber length is 5 m; (b) Gain fiber length is 2.5 m; (c) Gain fiber length is 1 m; (d) Spikes with different fiber lengths noise analysis chart (Inset: Intensity noise)



增益光纤长度的增加, 100 Hz~1 kHz 频段内对应的电子尖峰噪声也相应增加。而由图 11(d) 可得, 随着增益光纤长度的增加, 100 Hz~1 kHz 频段内电子尖峰噪声增长速率却逐渐降低。综上所述, 增益光纤越长, 100 Hz~1 kHz 频段内放大器对应的电子尖峰噪声越强, 而其相位噪声的增长速率却逐渐下降。此实验与理论变化趋势相符, 故可在保证输出功率的前提下, 由速率方程优化泵浦功率下的增益光纤长度, 从而抑制 100 Hz~1 kHz 频段内的电子尖峰噪声。

### 3 结 论

文中对 1550 nm 单频 MOPA 结构双包层光纤放大器中 100 Hz~1 kHz 频段内的尖峰噪声进行了研究。通过实验证明, 电源作用的泵浦强度噪声对 100 Hz~1 kHz 频段内的电子尖峰噪声具有重大影响。基于以上现象, 对 100 Hz~1 kHz 频段内电子尖峰噪声的产生机理进行理论分析。从 EYDF 稳态下的速率方程出发, 通过模拟仿真得到泵浦光在增益光纤中的功率分布、光-光转化效率, 结合热传导方程在增益光纤内由泵浦引起的热分布, 将泵浦产生的相位噪声从激光腔推导到放大光路中, 并给出了泵浦强度波动对相位噪声的传递函数。设计三组实验, 通过改变泵浦功率、泵浦波长和增益光纤长度来测量输出光的相位噪声, 从而证明了理论模型的可靠性。

理论分析表明, 泵浦引起的相位噪声增长速率随泵浦功率、增益光纤长度的增加而降低, 且相位噪声的强度随泵浦波长的增加而减弱。故增大泵浦波长、抑制泵浦光的 RIN, 并通过速率方程优化泵浦功率和增益光纤长度, 在保证激光输出功率的前提下相对缩减增益光纤长度, 可抑制输出激光的相位噪声。文中的相位噪声研究适用于所有 MOPA 结构的光纤放大器, 其为相干合成时的相位控制提供技术基础, 并在激光雷达、激光传感、光谱学等领域具有重大意义。

#### 参考文献:

- [1] Nicholson J W, Desantolo A, Yan M, et al. High energy, 1572.3 nm pulses for CO<sub>2</sub> LIDAR from a polarization-maintaining, very-large-mode-area, Er-doped fiber amplifier [J]. *Optics Express*, 2016, 24(17): 19961-19968.
- [2] Shijie Fu, Wei Shi, Yan Feng, et al. Review of recent progress on single-frequency fiber lasers [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34(3): A49-A62.
- [3] Ma P, Pu Z, Ma Y, et al. Coherent polarization beam combining of eight fiber lasers using single-frequency dithering technique [J]. *Applied Physics B*, 2012, 109(2): 269-275.
- [4] Zhi Dong, Ma Yanxing, Ma Pengfei, et al. Efficient coherent beam combining of fiber laser array through km-scale turbulent atmosphere [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(10): 1005007. (in Chinese)
- [5] Cheng Xue, Wang Jianli, Liu Changhua. Beam combining of high energy fibre lasers [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(1): 0103011. (in Chinese)
- [6] Du J J, Li W F, Li G, et al. Intensity noise suppression of light field by optoelectronic feedback [J]. *Optik International Journal for Light & Electron Optics*, 2013, 124(18): 3443-3445.
- [7] Numata K, Yu A W, Camp J B, et al. Laser system development for gravitational-wave interferometry in space[C]//Proc of SPIE, 2018, 10511: 105111D.
- [8] Scott R P, Langrock C, Kolner B H. High-dynamic-range laser amplitude and phase noise measurement techniques [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2002, 7(4): 641-655.
- [9] Horak P, Voo N Y, Ibsen M, et al. Pump-noise-induced linewidth contributions in distributed feedback fiber lasers [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2006, 18(9): 998-1000.
- [10] Foster S B, Tikhomirov A E. Pump-noise contribution to frequency noise and linewidth of distributed-feedback fiber lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2010, 46(5): 734-741.
- [11] Zhao Q, Zhang Y, Wei L, et al. Frequency noise of distributed Bragg reflector single-frequency fiber laser [J]. *Optics Express*, 2017, 25(11): 12601-12610.
- [12] Wang Zhiyuan, Chen Chao, Shan Xiaonan, et al. Simulation of noise characteristics of fiber grating external cavity lasers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(1): 011401. (in Chinese)
- [13] Ma L, Hu Z, Liang X, et al. Relaxation oscillation in Er<sup>3+</sup>-doped and Yb<sup>3+</sup>/Er<sup>3+</sup> co-doped fiber grating lasers [J]. *Applied Optics*, 2010, 49(10): 1979-1985.
- [14] Li C, Xu S H, Yang C S, et al. Frequency noise of high-gain

- phosphate fiber single-frequency laser [J]. *Laser Physics*, 2013, 23(4): 45107.
- [15] Li Y, Fu Z, Zhu L, et al. Laser frequency noise measurement using an envelope-ratio method based on a delayed self-heterodyne interferometer [J]. *Optics Communications*, 2018, 435: 244-250.
- [16] Mercer L B. 1/f frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1991, 9(4): 485-493.
- [17] Tao X, Li J, Zhang H Q, et al. Integrable aspects and applications of a generalized inhomogeneous N-coupled nonlinear Schrödinger system in plasmas and optical fibers via symbolic computation [J]. *Physics Letters A*, 2008, 372(12): 1990-2001.
- [18] Ronnekleiv E. Frequency and intensity noise of single frequency fiber Bragg grating lasers [J]. *Optical Fiber Technology*, 2001, 7(3): 206-235.
- [19] Lee W, Geng J, Jiang S, et al. 1.8 mJ, 3.5 kW single-frequency optical pulses at 1572 nm generated from an all-fiber MOPA system [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(10): 2264-2267.
- [20] Yue W J, Wang Y X, Xiong C D, et al. Intensity noise of erbium-doped fiber laser based on full quantum theory [J]. *Josa B*, 2013, 30(2): 275-281.