

## 飞秒抽运随机激光输出波形的可控性研究\*

吕健滔<sup>1)</sup> 王可嘉<sup>1)†</sup> 刘劲松<sup>1)</sup> 姚建铨<sup>2)1)</sup> 朱启华<sup>3)</sup> 张清泉<sup>3)</sup>

1) (武汉光电国家实验室; 华中科技大学光电子科学与工程学院, 武汉 430074)

2) (天津大学精密仪器与光电子工程学院, 激光与光电子研究所, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

3) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2010年7月30日收到; 2010年10月8日收到修改稿)

本文基于随机激光的时域理论, 研究了飞秒脉冲抽运下二维随机激光的辐射特性, 并着重讨论了抽运脉冲的峰值强度、脉宽和脉冲波形对辐射光时域波形的影响. 结果表明, 辐射光的时域波形强烈依赖于抽运光脉冲的参数, 通过调整抽运方式可以控制辐射光的输出波形. 数值模拟结果为研究随机激光输出波形的可控性技术提供了理论依据.

**关键词:** 激光物理, 随机激光器, 飞秒抽运, 脉冲波形

**PACS:** 42. 25. Dd, 42. 55. Zz, 42. 65. Re

## 1. 引言

近年来, 各国的科学家对随机激光表现出极大的研究热情, 原因在于其特殊的物理机理和广泛的应用前景<sup>[1]</sup>. 与传统激光器不同的是, 随机激光器的受激辐射来源于光波在无序介质中的多重散射所产生的相干反馈, 当抽运强度达到了一定的激发阈值, 将会产生窄线宽、高强度的激光输出. 目前, 人们已经在多种不同的随机介质中观察到了随机激光辐射现象, 主要包括掺 TiO<sub>2</sub> 颗粒的染料溶液<sup>[2]</sup>、ZnO 薄膜<sup>[3]</sup>、生物组织<sup>[4]</sup>、液晶材料<sup>[5]</sup>、聚合物薄膜<sup>[6]</sup>等. 与此同时, 各种不同的理论模型也相应建立起来, 例如具有增益项的扩散方程理论<sup>[7]</sup>、混沌激光腔理论<sup>[8]</sup>、环形腔理论<sup>[9]</sup>、环形波导理论<sup>[10]</sup>、时域理论<sup>[11]</sup>以及其他的一些理论<sup>[12-14]</sup>.

在上述的各种模型中, 时域理论应用最为广泛, 该理论认为无序介质中介电常数的随机起伏会导致光波的局域化, 这相当于在介质中形成了若干类光腔结构, 这些腔具有传统光腔的一般属性, 能支撑的一定的准态模式. 时域理论的基本研究方法是将 Maxwell 方程组中的旋度方程和描述激光能级

的速率方程相结合, 并利用时域有限差分方法 (FDTD) 进行数值求解, 从而获得光场的空间分布和时域演化过程. 这种模型能比较直观和全面的描述相干反馈随机激光辐射的多种特性<sup>[15-19]</sup>, 所得结论与早期的实验结果相符合. 由于随机介质开放性边界的特点, 使得随机激光的激发阈值一般比较高, 因此在实验中都采用脉冲激光进行激励. 在随机激光的时域理论模型中, 外部的激励过程是利用速率方程中的抽运速率进行描述. 在早期的实验中, 所用的激光脉冲一般是几纳秒 (ns) 或几百皮秒 (ps), 而数值模拟表明系统通常在 10ps 内已经进入了稳态. 因此, 在数值模拟中通常把抽运速率作为常数处理. 然而, 对于采用飞秒 (fs) 激光脉冲激励的情形, 这样的处理方式不再适用. Lü 等人<sup>[17]</sup>对原有的理论模型进行了修正, 采用一个关于时间的函数来描述抽运速率, 模拟了外部激励的瞬态行为. 通过对修正后的模型进行数值模拟, 表明了引入一个抽运速率函数可以更加准确地描述随机激光辐射的脉冲特性. 在飞秒脉冲激励的情形下, 辐射光不再是一个准稳态输出, 而是表现出明显的脉冲特性或弛豫振荡行为, 而且, 辐射光的时域波形与抽运光参数密切相关.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60778003) 和国家自然科学基金委员会 - 中国工程物理研究院联合基金 (批准号: 10876010) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: wkjtd@sina.com

随机激光器由于其低廉的造价、良好的光谱特性以及波长可调性等优点,可以用于微型有源光器件中的集成光源. 作为一种实用化的光源,除了对光谱质量要求较高之外,时域特性也是一个重要的衡量因素. 尤其是当光源工作于脉冲输出状态下,辐射光的延迟时间、脉冲宽度以及峰值强度都是影响光源质量的重要参数. 文献[17]中主要讨论的是这种经修正的模型的正确性,以及一维随机介质的辐射光时域特性. 然而,对于大部分的随机激光样品,例如 ZnO 薄膜、聚合物分散液晶颗粒等,二维模型可以更好地描述其光场的传输行为. 本文利用修正后的二维模型,重点考察如何通过控制激励光来改变辐射光的时域特性,从而提出一种飞秒激励随机激光器的辐射光时域波形可控性技术.

## 2. 基本理论

考虑一个边长为  $L = 6 \mu\text{m}$  的正方形二维平面随机介质,如图 1 所示. 半径为  $r$ , 折射率为  $n_2$  的圆形散射颗粒随机分布在折射率为  $n_1$  的均匀增益介质中,令  $r = 80 \text{ nm}$ ,  $n_1 = 1.4$ ,  $n_2 = 2.5$ , 这与在 Rh6G 乙醇溶液中掺杂  $\text{TiO}_2$  纳米颗粒的实验参数相对应. 随机样品中的散射颗粒密度可以用表面填充率  $\Phi$  来表征,定义为  $\Phi = N\pi r^2/L^2$ , 其中  $N$  为散射颗粒总数,本文选择  $\Phi = 40\%$ .

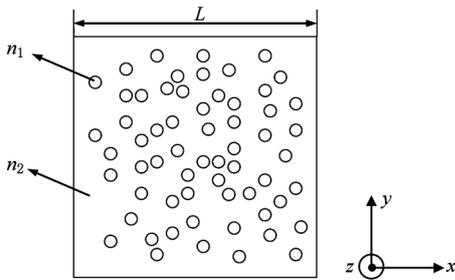


图 1 二维随机介质示意图

本文讨论二维平面中电磁波的横磁(TM)模式,辐射光的电场与磁场分量满足如下的 Maxwell 方程组:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_0 \varepsilon_i \frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{\partial P_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}, \quad (3)$$

其中  $\varepsilon_0$  和  $\mu_0$  分别是真空介电常数和真空磁导率,  $\varepsilon_i = n_i^2$  ( $i = 1, 2$ , 分别表示背景介质和散射颗粒).

用于描述随机介质中增益部分的激光四能级系统能级方程如下所示:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} - W_p(t) N_1, \quad (4)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{E_z}{\hbar\omega_l} \cdot \frac{dP_z}{dt}, \quad (5)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{N_4}{\tau_{43}} - \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{E_z}{\hbar\omega_l} \cdot \frac{dP_z}{dt}, \quad (6)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = W_p(t) N_1 - \frac{N_4}{\tau_{43}}, \quad (7)$$

其中,  $W_p$  为抽运速率,  $N_i$  ( $i = 1-4$ ) 为各能级粒子数密度.  $\tau_{21}, \tau_{32}$  和  $\tau_{43}$  分别是能级 2, 3 和 4 的寿命.  $(E_z/\hbar\omega_l) dP_z/dt$  表征了受激辐射速率;  $\omega_l = (E_3 - E_2)/\hbar$  是辐射光的中心角频率.

另外,  $P_z$  为极化强度,并满足方程

$$\frac{d^2 P_z}{dt^2} + \Delta\omega_l \frac{dP_z}{dt} + \omega_l^2 P_z = \kappa \Delta N E_z, \quad (8)$$

其中  $\Delta N = N_2 - N_3$  为单位体积内激光上、下能级的粒子数差;  $\Delta\omega_l = 1/\tau_{32} + 2/T_2$  为激光辐射线宽,  $T_2$  为原子的碰撞时间;  $\kappa$  为常量,满足  $\kappa = 6\pi\varepsilon_0 c^3/\omega_l^2 \tau_{32}$ .

为了描述激励光的脉冲特性,抽运速率写成一个关于时间的高斯型函数,以模拟激励光的作用过程.

$$W_p(t) = W_{\text{peak}} \exp\left(-\frac{4(t-t_0)^2}{\tau^2}\right), \quad (9)$$

$\tau$  是高斯脉冲的宽度,  $W_{\text{peak}}$  是高斯脉冲的峰值强度,  $t_0$  为高斯脉冲达到峰值强度时对应的时刻.

采用时域有限差分方法(FDTD),联立求解以上 Maxwell 方程和速率方程,可以获得二维平面内光场  $E_z$  的时间演化过程. 为了表征此系统为开放系统,边界条件采用完全匹配层(PML)方式. 空间步长和时间步长分别为  $\Delta x = \Delta y = 10 \text{ nm}$  和  $\Delta t = 1.67 \times 10^{-17} \text{ s}$ . 其他参数值如下:  $\tau_{21} = 5 \times 10^{-12} \text{ s}$ ,  $\tau_{32} = 10^{-9} \text{ s}$ ,  $\tau_{43} = 10^{-13} \text{ s}$ ,  $T_2 = 2 \times 10^{-14} \text{ s}$ ,  $\nu_l = \omega_l/2\pi = 5.26 \times 10^{14} \text{ Hz}$  ( $\lambda_l = 570 \text{ nm}$ ) [18].

## 3. 结果与分析

本文所讨论的辐射脉冲波形控制方法,主要是通过改变激励脉冲参数的方式来实现,包括激励脉

冲的峰值强度  $W_{\text{peak}}$ 、脉冲宽度  $\tau$  和脉冲形状三个方面. 为了讨论辐射光脉冲时域波形变化情况, 我们定义以下三个参数: 辐射光相对于激励光的延迟时间  $\Delta T$ , 辐射光的脉冲宽度  $\tau_E$  (全宽半高), 辐射光的峰值强度  $I_{\text{peak}}$ .

### 3.1. 峰值强度

在保持抽运光的脉冲宽度为 100 fs 的前提下, 改变其峰值强度, 图 2 给出了分别在 4 种不同峰值强度下辐射光的时间演化曲线. 从图中可以清楚看出, 随着抽运光峰值强度的增加, 辐射光脉冲的波形发生了明显的改变: 延迟时间逐渐变短, 脉冲宽度逐渐变窄, 峰值强度逐渐增强.

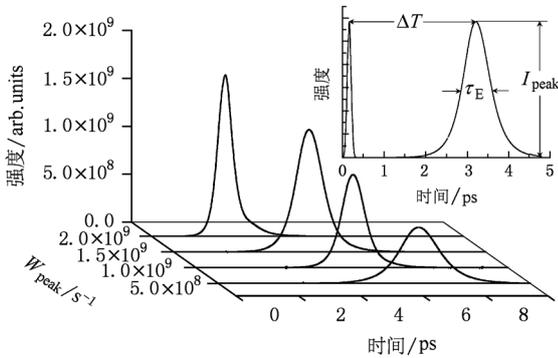


图 2 不同的峰值抽运强度下辐射光的时间演化曲线(插图为辐射光的延迟时间  $\Delta T$ 、脉冲宽度  $\tau_E$  和峰值强度  $I_{\text{peak}}$  示意图)

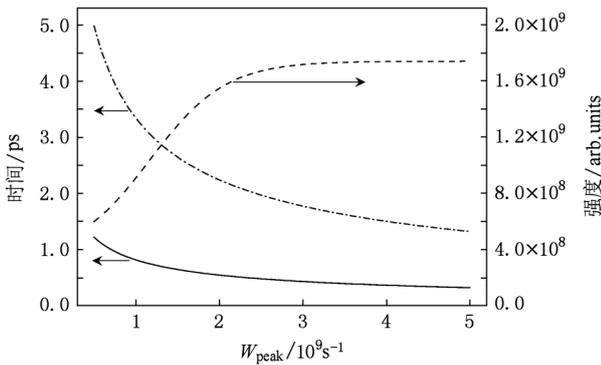


图 3 辐射光的延迟时间(点划线)、脉冲宽度(实线)和峰值强度(虚线)随抽运光峰值强度  $W_{\text{peak}}$  的变化曲线

在保持脉冲宽度不变的前提下提高抽运光的峰值强度, 这意味着在单位时间内有更多的处于基态能级的粒子被抽运到激光上能级, 从而更容易形成粒子数反转. 而且, 位于上能级的粒子往下能级的受激跃迁也将增强. 因此, 提高峰值强度会令辐

射脉冲的延迟时间和脉冲宽度都变短, 同时峰值强度也会提高. 为了更好地说明这一变化趋势, 我们将上述三个参数的变化曲线在图 3 中表示出来. 从图 3 可以看出, 当抽运光的峰值强度超过  $2.5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  时, 辐射光的脉冲宽度趋于一个稳定值, 延迟时间的改变也变得更加缓慢. 更重要的是, 整个系统已经进入一个饱和状态, 辐射光的峰值强度将不再随抽运光的增强而改变.

### 3.2. 脉冲宽度

在保持抽运光的峰值强度为  $1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  的前提下, 选择三种不同宽度的飞秒脉冲作为抽运光, 研究辐射光波形随抽运光脉冲宽度的变化情况, 图 4 给出了相应的结果. 随着抽运光脉冲宽度的增加, 辐射光的延迟时间逐渐减小, 脉冲宽度也有一定程度的变窄, 而峰值强度有了明显的增加. 我们是在保持抽运光峰值强度不变的前提下改变脉冲宽度, 而且抽运脉冲的宽度始终远小于系统的延迟时间. 这意味着脉冲宽度越大, 注入到随机介质中的能量就越多, 系统就越容易形成粒子数反转. 因此, 也就出现了与提高抽运光峰值强度类似的输出特性. 进一步的研究表明, 随着抽运光脉冲宽度的继续增大, 辐射光脉冲的波形将趋于一个稳定状态, 其变化趋势如图 5 所示, 这也是系统进入了饱和状态的结果.

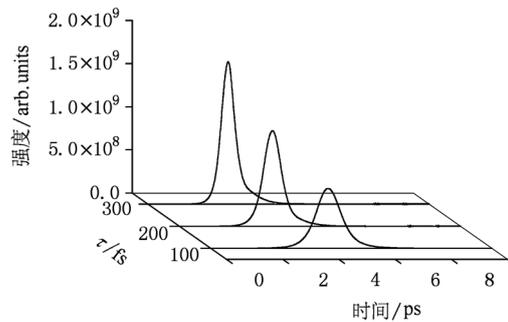


图 4 不同的抽运光脉冲宽度下辐射光的时间演化曲线

### 3.3. 脉冲形状

在上述的模型中我们选择高斯型函数来描述抽运光的时域波形, 这也与普通激光器的输出特性相符合. 然而, 由于飞秒激光脉冲是通过一系列的非线性过程产生的, 因此最终输出的时域波形会有一些的改变. 为了研究激励光的脉冲波形是否会

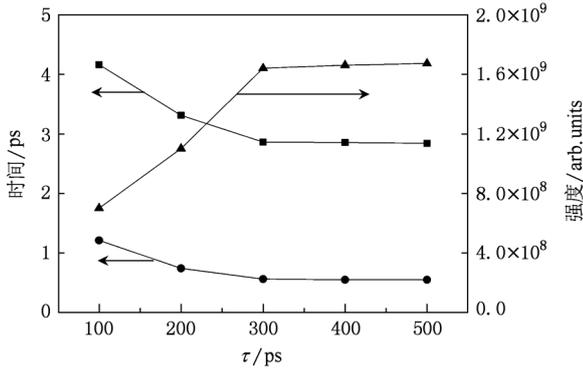


图5 辐射光的延迟时间(正方形)、脉冲宽度(圆形)和峰值强度(三角形)随抽运光脉冲宽度  $\tau$  的变化曲线

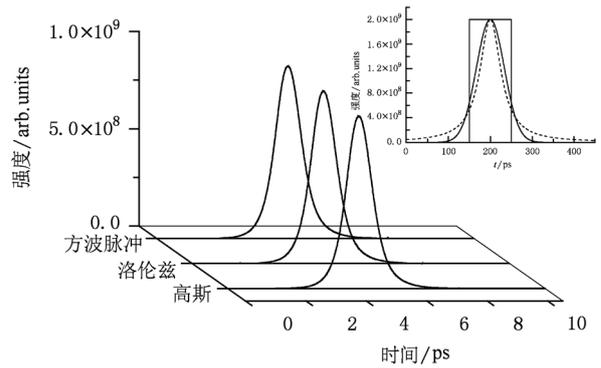


图6 不同形状的抽运光脉冲作用下辐射光的时间演化曲线(插图为高斯型(实线)、洛伦兹型(虚线)和方波脉冲波形的示意图)

辐射光有所影响,下面将选择三种不同的入射波形(高斯型、洛伦兹型、矩形)来研究辐射光波的变化情况.我们知道,激励脉冲的时域波形曲线对时间的积分正比于注入系统的能量.因此,我们选择适当的参数使三种曲线与时间轴所围的面积一致,并具有相同的峰值强度 ( $2 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ ) 和脉冲宽度 (100 fs).图6给出了三种不同波形的激励脉冲所产生的辐射光时域波形.从图中可以看出,激励脉冲的形状对辐射光脉冲几乎没有影响.这是因为三种脉冲虽然具有不同的波形,但由于其对时间的积分是相同的,也就意味着在抽运脉冲结束之后,被抽运到激光上能级的粒子数是相同的(抽运光持续时间远小于系统的延迟时间),因此辐射光脉冲也没有任何变化.

为了研究在不同的随机样品中是否具有上述的结论,我们在保持样品的特征参数 ( $L, r, n_1, n_2, \Phi$ ) 一定的情况下选取了 15 个不同的随机构型进行数值模拟.结果表明,对于特征参数相同的随机样品,在相同的抽运光激励下,辐射光脉冲波形几乎没有差别.这也说明了随机介质中的散射颗粒对光波的多重散射作用属于集体行为,与单个颗粒的具体位置无关.

#### 4. 结 论

本文以 Maxwell 方程组和激光速率方程组相结合的随机激光时域理论为基础,并引入了适用于飞秒脉冲抽运条件的修正项,研究了随机激光辐射脉冲的时域波形随抽运光的变化关系.数值模拟结果表明,抽运光的峰值强度和脉冲宽度对辐射光的时域波形有很大的影响,这将使得我们可以通过改变抽运光的这两个参数来控制随机激光的输出波形.而且,随着抽运光峰值强度和脉冲宽度的进一步增加,辐射光脉冲波形将趋于一个稳定状态.同时,我们还获得了另外一个结论:激励脉冲的形状对辐射光脉冲几乎没有影响.

对于实际的实验条件,我们很难控制每个飞秒脉冲具有非常高的稳定度,包括峰值强度、脉宽和波形.因此,每个激励脉冲所对应的随机激光输出脉冲将会有一定的波动.然而,根据上述的结论,只要我们增大抽运光的峰值强度和脉冲宽度,使随机激光系统工作于稳定状态,则辐射光波形将不再受激励脉冲的影响,这将实现了随机激光的稳定输出.本文所得到的结论将对飞秒抽运随机激光的实验有一定的指导作用.

[1] Wiersma D S 2008 *Nat. Phys.* **4** 359  
 [2] Lawandy N M, Balachandran R M, Gomes A S, Sauvain E 1994 *Nature* **368** 436  
 [3] Cao H, Zhao Y G, Ho S T, Seelig E W, Wang Q H, Chang R P H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2278  
 [4] Polson R C, Vardeny Z V 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1289

[5] Gottardo S, Cavalieri S, Yaroshchuk O, Wiersma D S 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 263901  
 [6] Tulek A, Polson R C, Vardeny Z V 2010 *Nat. Phys.* **6** 303  
 [7] Wiersma D S, Lagendijk A 1996 *Phys. Rev. E* **54** 4256  
 [8] Hackenbroich G, Viviescas C, Haake F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 083902

- [9] Burin A L, Ratner M A, Cao H, Chang R P H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 215503
- [10] Apalkov V M, Raikh M E, Shapiro B 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 016802
- [11] Jiang X Y, Soukoulis C M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 70
- [12] Wang H Q, Liu Z D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2281 (in Chinese) [王慧琴、刘正东 2006 物理学报 **55** 2281]
- [13] Fu F Z, Li M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6258 (in Chinese) [付方正、李明 2009 物理学报 **58** 6258]
- [14] Ding R, Wang Z L, Hisanao Ougra 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5519 (in Chinese) [丁锐、王志良、小仓久直 2008 物理学报 **57** 5519]
- [15] Liu J S, Wang H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4224 (in Chinese) [刘劲松、王宏 2004 物理学报 **53** 4224]
- [16] Liu J S, Liu H, Wang C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3116 (in Chinese) [刘劲松、刘海、王春 2005 物理学报 **54** 3116]
- [17] Wang H Q, Liu Z D, Wang B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2186 (in Chinese) [王慧琴、刘正东、王冰 2008 物理学报 **57** 2186]
- [18] Wang K J, Zhang Q Q, Lü J T, Du Z M, Liu J S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2941 (in Chinese) [王可嘉、张清泉、吕健滔、杜泽明、刘劲松 2008 物理学报 **57** 2941]
- [19] Wang H Q, Liu Z D, Wang B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5550 (in Chinese) [王慧琴、刘正东、王冰 2008 物理学报 **57** 5550]
- [20] Lü J T, Liu J S, Liu H, Wang K J, Wang S L 2009 *Opt. Commu.* **282** 2104
- [21] Zacharakis G, Papadogiannis N A, Filippidis G, Papazoglou T G 2000 *Opt. Lett.* **25** 923

## Controllability of random laser output waveshape under femtosecond laser pumping\*

Lü Jian-Tao<sup>1)</sup> Wang Ke-Jia<sup>1)†</sup> Liu Jin-Song<sup>1)</sup> Yao Jian-Quan<sup>2) 1)</sup> Zhu Qi-Hua<sup>3)</sup> Zhang Qing-Quan<sup>3)</sup>

1) (Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, School of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

2) (College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Institute of Laser and Opto-electronics, Key Laboratory of Optoelectric Information Science and Technology of Ministry of Education, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

3) (Laser Fusion Research Center of the Chinese Academy of Engineer and Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 30 July 2010; revised manuscript received 8 October 2010)

### Abstract

The emission property of two-dimensional random laser under femtosecond laser pumping is theoretically investigated by using the time-dependent theory. The effects of peak intensity, duration and shape of a pumping pulse on temporal property of the random laser emission are discussed. Results show that the behavior of random lasing depends strongly on the pumping process, thereby one can control the random laser output waveshape through modifying the pumping parameters. The present work can provide more guidance for the controllability of random laser.

**Keywords:** laser physics, random laser, femtosecond laser pumping, pulse waveshape

**PACS:** 42.25.Dd, 42.55.Zz, 42.65.Re

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60778003) and the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. 10876010).

† Corresponding author. E-mail: wjktode@sina.com