

高功率光纤放大器中模式不稳定阈值功率的理论研究

陶汝茂 王小林 肖 虎 周 朴* 刘泽金

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 模式不稳定指高功率光纤激光随着输出功率提升发生的模式突变,会导致光束质量下降。基于模式耦合模型,对量子噪声、强度噪声等引起的高功率光纤激光模式不稳定出现的阈值功率进行了详细分析和计算。研究结果表明,采用级联抽运方案和部分掺杂方式可以使模式不稳定性出现的阈值功率提高2~5倍。增加初始注入信号光功率、抑制注入信号激光的强度噪声和高阶模成分也可以提高阈值功率。研究结果为高功率光纤激光系统的设计提供一定参考。

关键词 激光光学;模式不稳定;高功率光纤放大器;级联抽运;部分掺杂

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0114002

Theoretical Study of the Threshold Power of Mode Instability in High-Power Fiber Amplifiers

Tao Rumao Wang Xiaolin Xiao Hu Zhou Pu Liu Zejin

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

Abstract Mode instability refers to an abruptly mode change when the average output power increases above certain threshold power, which results in degrading of beam quality. Based on the mode-coupled model, the threshold power of onset mode instability, which is induced by quantum noise seeding or intensity noise seeding, is investigated and analyzed in detail. Analysis results show that the threshold power can be improved by 2~5 times for adopting tandem pumping technology and partially doping technology. Increasing the initial signal laser power, suppressing the intensity noise of the signal laser and reducing the power launched into the high order mode can also improve the threshold power. The investigation provides a reference to the design of high-power fiber laser systems.

Key words laser optics; mode instability; high power fiber amplifier; tandem pumping; confined doping

OCIS codes 140.6810; 140.3510; 140.3425; 190.2055

1 引 言

近年来,随着高亮度半导体抽运技术和双包层光纤制造工艺的发展,光纤激光的输出功率迅速提升,已经迈进万瓦量级的门槛^[1]。由于光纤的特殊波导结构,激光能量被约束在微米级的光纤纤芯内。随着光纤激光功率的不断提升,纤芯内会形成极高的能量密度,引起各种破坏性的非线性效应。增大光纤纤芯尺寸、降低纤芯内的功率密度是避免非线性效应产生的一种有效方法^[2-3]。但是,增大光纤

纤芯尺寸会使光纤支持多个模式。如果增益光纤支持多个模式,会产生另一种非线性效应——模式不稳定现象,即输出功率达到某个阈值后,光纤激光的输出模式由稳定的基模变为基模和高阶模相对成分随时间迅速随机变化的非稳态模式^[4]。模式不稳定会导致激光光束质量退化,严重限制光纤激光的应用,已经成为限制衍射极限光束质量大模场面积掺镱光纤激光器功率提升的因素之一,引起研究人员的广泛关注^[5-10]。当前研究大多集中在对产生模

收稿日期: 2013-07-15; 收到修改稿日期: 2013-08-13

基金项目: 国家自然科学基金(11274386)

作者简介: 陶汝茂(1987—),男,硕士研究生,主要从事高功率光纤激光方面的研究。E-mail: taorumao@sohu.com

导师简介: 刘泽金(1963—),男,博士,教授,主要从事高能激光、相干合成等方面的研究。E-mail: zejinliu@vip.sina.com

* 通信联系人。E-mail: zhoup203@163.com

式不稳定的本质原因的分析,并未提出系统地解决方案。本文在 Hansen 等^[11-12]的理论模型基础上,系统地研究了各种因素对模式不稳定阈值功率的影响,对级联抽运方案和部分掺杂光纤进行了分析,提出了提高模式不稳定阈值功率的方法。

2 理论模型

光纤中传输的信号光场可表示为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{u} [E(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega_0 t) + c. c.], \quad (1)$$

式中 \mathbf{u} 为偏振单位矢, $E(\mathbf{r}, t)$ 为随时间慢变的场包络, ω_0 为信号波的角频率。考虑(1)式和标量近似,频域的波动方程为

$$\begin{aligned} \nabla^2 \tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}) \tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = \\ -\mu_0 \omega^2 \tilde{P}_{\text{NL}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0)$ 为 $E(\mathbf{r}, t)$ 的傅里叶变换, $\tilde{P}_{\text{NL}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0)$ 为光纤受热导致的非线性偏振项。 $\epsilon(\mathbf{r})$ 为复相对介电常数

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon_f(\mathbf{r}_\perp) - i \frac{g(\mathbf{r}) \sqrt{\epsilon_f(\mathbf{r}_\perp)}}{k_0}, \quad (3)$$

式中 $\epsilon_f(\mathbf{r}_\perp)$ 为实相对介电常数, $g(\mathbf{r})$ 为增益系数, $k_0 = \omega_0/c$ 为真空波数, 下标 \perp 表示横向坐标 (x, y)。

非线性偏振项与光纤中的温度变化 $\Delta T(\mathbf{r}, t)$ 及电场 $E(\mathbf{r}, t)$ 关联为

$$P_{\text{NL}}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \eta \Delta T(\mathbf{r}, t) E(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

式中 η 为热光系数。将(4)式代入(2)式,可以得到

$$\begin{aligned} \nabla^2 \tilde{E}(\mathbf{r}, \Omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}) \tilde{E}(\mathbf{r}, \Omega) = \\ -\frac{\eta k^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta T(\mathbf{r}', \Omega') E(\mathbf{r}, \Omega - \Omega') d\Omega', \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $\Omega = \omega - \omega_0, k = \omega/c$ 。温度变化 $\Delta T(\mathbf{r}, t)$ 满足热传导方程(忽略纵向传热)

$$\rho C \frac{\partial \Delta T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - \kappa \nabla_\perp^2 \Delta T(\mathbf{r}, t) = Q(\mathbf{r}, t), \quad (6)$$

式中 ρ, C, κ 分别为光纤材料的密度、比热容和热导率, 假设为与温度无关的常数。热功率密度 $Q(\mathbf{r}, t)$ 为

$$Q(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_p} - 1 \right) g(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}, t), \quad (7)$$

式中 λ_s 和 λ_p 分别为信号和抽运波长。(6)式相对于时间做傅里叶变换, 可得

$$\nabla_\perp^2 \Delta \tilde{T}(\mathbf{r}, \omega) - q(\omega) Z \Delta \tilde{T}(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{\tilde{Q}(\mathbf{r}, \omega)}{\kappa}, \quad (8)$$

式中 $q(\omega) = i\rho C \omega / \kappa$ 。利用合适的格林函数, 可得(8)式的解为

$$\Delta \tilde{T}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{\kappa} \iint G[\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp, q(\omega)] \tilde{Q}(\mathbf{r}', \omega) d^2 \mathbf{r}'_\perp. \quad (9)$$

不失一般性, 仅考虑两个模式之间的耦合, 将 $\tilde{E}(\mathbf{r}, \Omega)$ 展开为两个归一化模式 $\psi_1(\mathbf{r}_\perp)$ 和 $\psi_2(\mathbf{r}_\perp)$ 的叠加

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \Omega) = A_1(z, \Omega) \psi_1(\mathbf{r}_\perp) \exp(-i\beta_{0,1} z) + A_2(z, \Omega) \psi_2(\mathbf{r}_\perp) \exp(-i\beta_{0,2} z). \quad (10)$$

联立(5)、(7)、(9)、(10)式, 经过计算可得耦合模方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_1(z, \Omega)}{\partial z} = \left[\frac{n_c \Gamma_1 g(z)}{2n_{\text{eff},1}} - \frac{i\Omega}{v_{g,1}} \right] p_1(z, \Omega) - iK_1 g(z) \left[\int_{-\infty}^{\infty} p_1(z, \Omega - \Omega') G_{1111}(\Omega') C_{11}(z, \Omega') d\Omega' + \right. \\ \left. \int_{-\infty}^{\infty} p_1(z, \Omega - \Omega') G_{1122}(\Omega') C_{22}(z, \Omega') d\Omega' + \int_{-\infty}^{\infty} p_2(z, \Omega - \Omega') G_{1212}(\Omega') C_{12}(z, \Omega') d\Omega' \right], \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_2(z, \Omega)}{\partial z} = \left[\frac{n_c \Gamma_2 g(z)}{2n_{\text{eff},2}} - \frac{i\Omega}{v_{g,2}} \right] p_2(z, \Omega) - iK_2 g(z) \left[\int_{-\infty}^{\infty} p_2(z, \Omega - \Omega') G_{2222}(\Omega') C_{22}(z, \Omega') d\Omega' + \right. \\ \left. \int_{-\infty}^{\infty} p_2(z, \Omega - \Omega') G_{2211}(\Omega') C_{11}(z, \Omega') d\Omega' + \int_{-\infty}^{\infty} p_1(z, \Omega - \Omega') G_{2121}(\Omega') C_{21}(z, \Omega') d\Omega' \right], \end{aligned} \quad (12)$$

式中

$$p_j(z, \Omega) = \sqrt{n_0 \epsilon_0 c / 2A_j} A_j(z, \Omega), \quad (13)$$

$$n_{\text{eff},j} = \beta_{0,j} / k_0, \quad (14)$$

$$\Gamma_j = \iint_{S_{\text{doped}}} \psi_j^*(\mathbf{r}_\perp) \psi_j(\mathbf{r}_\perp) d^2 \mathbf{r}_\perp, \quad (15)$$

$$K_j = \frac{\eta(\lambda_s - \lambda_p)}{4\pi\kappa n_{\text{eff},n}\lambda_s\lambda_p}, \quad (16)$$

$$G_{jklm}(\Omega) = \iint \psi_j^*(\mathbf{r}_\perp)\psi_k(\mathbf{r}_\perp) \iint_{S_{\text{doped}}} G(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp, \Omega)\psi_m^*(\mathbf{r}'_\perp)\psi_l(\mathbf{r}'_\perp) d\mathbf{r}'_\perp d\mathbf{r}_\perp, \quad (17)$$

$$C_{jk}(z, \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p_j(z, \Omega + \Omega') p_j^*(z, \Omega') d\Omega', \quad (18)$$

式中 $j, k, l, m = 1, 2$, S_{doped} 为掺杂区域面积。

在模式不稳定阈值处, 高阶模式成分较少, 可将(11)式和(12)式简化为

$$\frac{\partial p_1(z, \Omega)}{\partial z} = \frac{\Gamma_1}{2} g(z) p_1(z, \Omega) - iKg(z) \int_{-\infty}^{\infty} p_1(z, \Omega - \Omega') G_{1111}(\Omega') C_{11}(z, \Omega') d\Omega', \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_2(z, \Omega)}{\partial z} = & \frac{\Gamma_2}{2} g(z) p_2(z, \Omega) - iKg(z) \left[\int_{-\infty}^{\infty} p_2(z, \Omega - \Omega') G_{2211}(\Omega') C_{11}(z, \Omega') d\Omega' + \right. \\ & \left. \int_{-\infty}^{\infty} p_1(z, \Omega - \Omega') G_{2121}(\Omega') C_{21}(z, \Omega') d\Omega' \right], \end{aligned} \quad (20)$$

式中 $K = K_1 \approx K_2$ 。简化过程中, 假设 $n_{\text{eff},1} \approx n_{\text{eff},2} \approx n_c$, $v_{g,1} \approx v_{g,2}$, n_c 为纤芯折射率。求解(20)式可得高阶模的功率谱密度

$$S_2(L, \Omega) = S_2(0, \Omega) \exp(\Gamma_2 g_{\text{av}} L) \exp\left[\frac{\Delta P_1}{\Gamma_1} \chi(\Omega)\right], \quad (21)$$

其中

$$\Delta P_1 = P_1(L) - P_{0,1}, \quad (22)$$

$$P_j(z) = P_{0,j} \exp(\Gamma_j g_{\text{av}} L), \quad (23)$$

$$\chi(\Omega) = 8\pi^2 K \text{Im}[G_{2121}(\Omega)], \quad (24)$$

$$g_{\text{av}} = \frac{1}{L} \int_0^L g(z) dz, \quad (25)$$

式中 $P_j(z)$ 为模式 j 中的功率, $P_{0,j}$ 为模式 j 中的初始功率, $\chi(\Omega)$ 为与温度变化 $\Delta T(r, t)$ 有关的非线性

耦合系数。对(21)式关于 Ω 积分, 就可得输出功率中高阶模的总功率。(21)式右边第三项为温度梯度 $\Delta T(\mathbf{r}, t)$ 引起的非线性功率耦合项, 会造成基模中能量耦合到高阶模中, 导致输出光束中高阶模功率成分增加、光束质量下降。

输出激光中的高阶模成分是评价激光的重要指标之一^[13]。因此, 引入高阶模成分参数 ξ 来量化评价模式不稳定现象, $\xi(L)$ 定义为

$$\xi(L) = \frac{P_2(L)}{P_1(L) + P_2(L)}, \quad (26)$$

式中 P_2 为高阶模输出功率, P_1 为基模输出功率。

当信号光只有基模成分而无高阶模成分, 模式不稳定性由量子噪声引起时, 高阶模成分参数 $\xi(L)$ 为

$$\xi(L) \approx \frac{\hbar\omega_0 \sqrt{\frac{2\pi\Gamma_1}{|\chi''(\Omega_p)|}} \frac{P_1(L)^{(\Gamma_2/\Gamma_1-3/2)}}{P_{0,1}^{\Gamma_2/\Gamma_1}} \exp\left[\frac{\Delta P_1}{\Gamma_1} \chi(\Omega_p)\right]}{1 + \hbar\omega_0 \sqrt{\frac{2\pi\Gamma_1}{|\chi''(\Omega_p)|}} \frac{P_1(L)^{(\Gamma_2/\Gamma_1-3/2)}}{P_{0,1}^{\Gamma_2/\Gamma_1}} \exp\left[\frac{\Delta P_1}{\Gamma_1} \chi(\Omega_p)\right]}, \quad (27)$$

式中 Ω_p 为 $\chi(\Omega)$ 最大值所对应的频率。

当信号光中有高阶模存在时, 输入信号光的强度噪声也会引起模式的不稳定, 其中, 高阶模成分参数 $\xi(L)$ 为

$$\xi(L) \approx \frac{\frac{P_{0,2}}{P_{0,1}} \left[\frac{P_{0,1}}{P_1(L)}\right]^{1-\Gamma_2/\Gamma_1} \left\{1 + \frac{1}{4} R_N(\Omega_p) \sqrt{\frac{2\pi\Gamma_1}{P_1(L) |\chi''(\Omega_p)|}} \exp\left[\frac{\Delta P_1}{\Gamma_1} \chi(\Omega_p)\right]\right\}}{1 + \frac{P_{0,2}}{P_{0,1}} \left[\frac{P_{0,1}}{P_1(L)}\right]^{1-\Gamma_2/\Gamma_1} \left\{1 + \frac{1}{4} R_N(\Omega_p) \sqrt{\frac{2\pi\Gamma_1}{P_1(L) |\chi''(\Omega_p)|}} \exp\left[\frac{\Delta P_1}{\Gamma_1} \chi(\Omega_p)\right]\right\}}, \quad (28)$$

式中 $R_N(\Omega_p)$ 为相对强度噪声。参考文献[12]中(45)、(52)式为高阶模与基模功率成分的比值, 而(27)、(28)式为高阶模占整个输出功率的比例, 更具参考价值。

3 数值计算

受限于抽运光亮度,半导体激光直接抽运光纤激光输出功率有限,而采用级联抽运技术可以有效提升光纤激光器的输出功率。目前,国际上输出功率最高的光纤激光器正是采用级联抽运实现的^[14]。另一方面,一般大模场面积光纤,掺杂区域和纤芯区域重合,即 $R_d = R_c$ 。实验研究表明,采用部分掺杂,可以抑制高阶模^[15]。以下详细分析抽运方式、部分掺杂、光纤参数等对模式不稳定出现的阈值功率的影响。计算中光纤参数取值如表 1 所示,其中 $\lambda_s = 915 \text{ nm}$ 和 976 nm 对应半导体激光直接抽运, $\lambda_s = 1018 \text{ nm}$ 对应级联抽运方式^[16]。考虑的部分掺杂光纤结构如图 1 所示。计算中,当 $\xi(L) = 0.05$ 时,

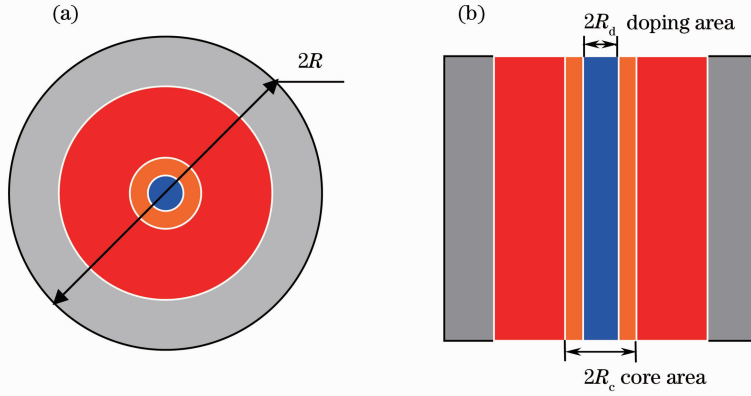


图 1 部分掺杂光纤示意图。(a) 横向截面图; (b) 纵向截面图

Fig. 1 Schematic diagram confined doping active fiber. (a) Transverse cross-sectional view; (b) longitudinal cross-sectional view

图 2 为计算的 LP_{01} 模和不同高阶模式之间的非线性耦合系数随 Ω 的变化图。由图 2 可知, LP_{01} 模和 LP_{11} 模式之间的耦合式最强的, 其非线性耦合系数的最大值是 LP_{01} 和 LP_{02} 之间非线性耦合系数最大值的两倍, 因此, 在大部分出现模式不稳定现象的高功率光纤激光实验中, LP_{11} 模式最先被观察到^[4]。由(21)式可知, 当 $\chi(\Omega) > 0$ 时, LP_{01} 模中的能量就会耦合到高阶模式中。同时, 由图 2 可知, 当 $\Omega < 0$ 时, 满足前述条件, 基模能量会耦合到高阶模式中, 而高阶模式在输出激光中的比重增加, 会引起高功率光纤激光输出光束质量变差。由(8)、(9)、(17)、(24)式可知, $\chi(\Omega)$ 与温度变化 $\Delta T(\mathbf{r}, t)$ 有关。因此, 温度变化会导致光束质量退化。

3.1 量子噪声源影响

当信号光中无高阶模成分存在, 模式不稳定由光纤中的量子噪声引起时, 光纤激光器模式不稳定性阈值功率随初始信号光功率、纤芯半径、掺杂半

即认为模式不稳定出现, 此时 P_1 即为模式不稳定出现的阈值功率。

表 1 光纤参数

Table 1 Fiber parameters

Parameter	Value
$R_c / \mu\text{m}$	15
$R / \mu\text{m}$	200
n_c	1.45
NA	0.034
λ_s / nm	1064
λ_p / nm	915/975/1018
$h_q / [W / (\text{m}^2 \cdot \text{K})]$	1000
η / K^{-1}	3.5×10^{-5}
$\kappa / [J / (\text{mK})]$	1.4
$\rho C / [J / (\text{m}^3 \text{K})]$	1.67×10^6

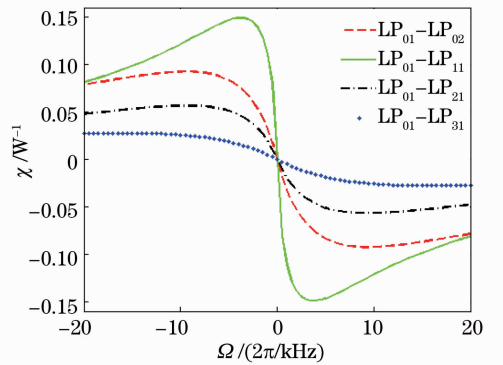


图 2 LP_{01} 模与不同高阶模之间的非线性耦合系数
Fig. 2 Nonlinear coupling coefficient between LP_{01} and different high order modes

径、抽运波长的变化如图 3 所示。默认值为: $P_{0,1} = 10 \text{ W}$, $R_c = R_d = 15 \mu\text{m}$, $\lambda_p = 975 \text{ nm}$ 。由图 3 可知, 模式不稳定性阈值功率随初始注入信号光功率的增加而线性增加, 随光纤纤芯半径和掺杂半径的增加而近似呈对数减小趋势; 模式不稳定性阈值功率随

抽运波长增加而增加。同时,从图 3 中阈值功率变化可知,纤芯尺寸、掺杂区域尺寸对模式不稳定性阈

值影响较大;采用级联抽运方案可以成倍提高模式不稳定性出现的阈值功率。

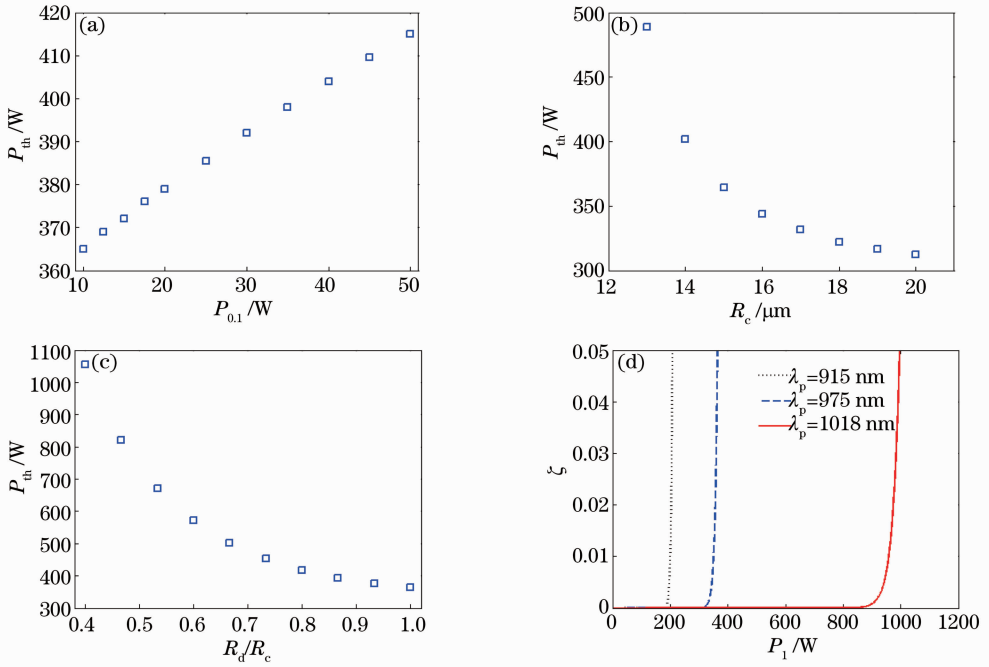


图 3 光纤激光模式不稳定阈值功率变化。(a) 阈值功率随初始注入信号功率 $P_{0,1}$ 的变化; (b) 阈值功率随纤芯半径 R_c 的变化; (c) 阈值功率随掺杂半径 R_d 的变化; (d) ξ 随 P_1 的变化
Fig. 3 Change of threshold power of mode instability for fiber laser. (a) Threshold power versus $P_{0,1}$; (b) threshold power versus R_c ; (c) threshold power versus R_d ; (d) ξ versus P_1

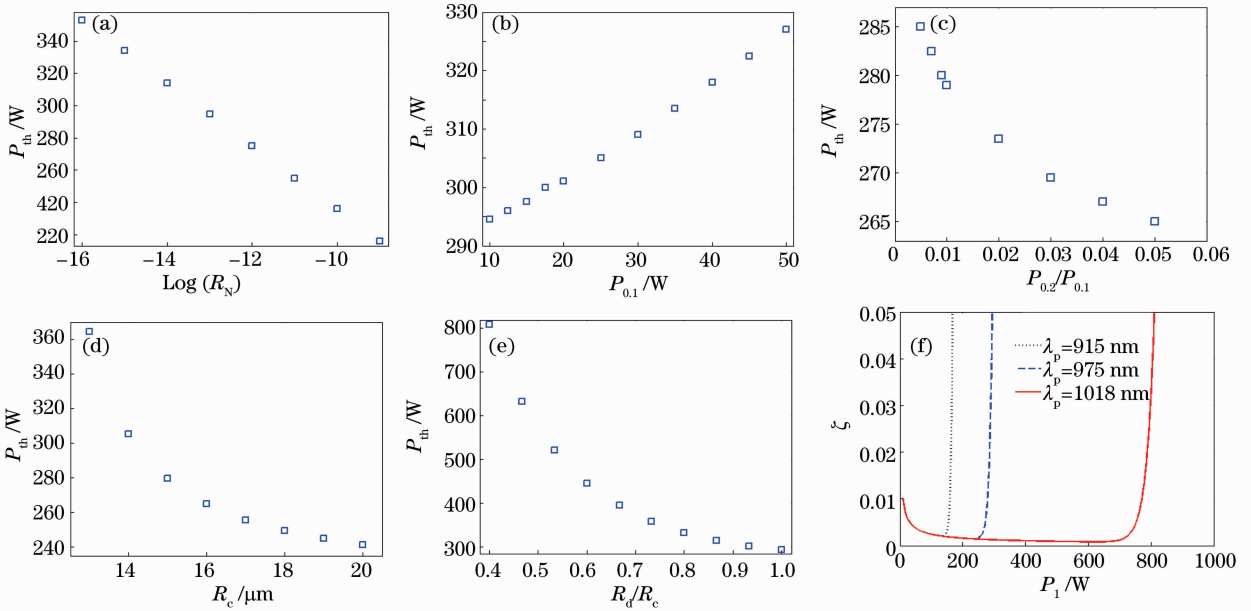


图 4 光纤激光模式不稳定阈值功率变化。(a) 阈值功率随相对噪声强度 R_N 的变化; (b) 阈值功率随初始注入信号功率 $P_{0,1}$ 的变化; (c) 阈值功率随初始注入信号功率 $P_{0,2}$ 的变化; (d) 阈值功率随纤芯半径 R_c 的变化; (e) 阈值功率随掺杂半径 R_d 的变化; (f) ξ 随 P_1 的变化
Fig. 4 Change of threshold power of mode instability for fiber laser. (a) Threshold power versus R_N ; (b) threshold power versus $P_{0,1}$; (c) threshold power versus $P_{0,2}$; (d) threshold power versus R_c ; (e) threshold power versus R_d ; (f) ξ versus P_1

3.2 强度噪声源影响

当信号光中有高阶模成分存在,模式不稳定由信号光的强度噪声引起时,光纤激光器模式不稳定性阈值功率随相对强度噪声、初始信号光功率、初始高阶模成分、纤芯半径、掺杂半径、抽运波长的变化如图4所示。默认值为 $R_N = 1 \times 10^{-13}$, $P_{0,1} = 10 \text{ W}$, $P_{0,2}/P_{0,1} = 0.01$, $R_c = R_d = 15 \text{ } \mu\text{m}$, $\lambda_p = 975 \text{ nm}$ 。由图4可知,模式不稳定性阈值功率随相对强度噪声的增强而减小,随初始注入信号光功率的增加而线性增加,随光纤纤芯半径和掺杂半径的增加而近似呈对数减小趋势;抽运波长增加可以成倍地提高模式不稳定性出现的阈值功率。同时,由图4中阈值功率变化可知,强度噪声、纤芯尺寸、掺杂区域尺寸对模式不稳定性阈值影响较大,初始信号光功率和初始高阶模比例对模式不稳定性阈值影响较小;采用级联抽运方案可以成倍地提高模式不稳定性出现的阈值功率。

3.3 讨 论

由3.1节和3.2节数值计算结果可知,无论模式不稳定由哪种因素导致,增加抽运光的波长都可以成倍提升产生模式不稳定的阈值功率,最高可达约5倍。这是因为抽运光的波长越长,就越接近信号激光波长,量子亏损越小,可以减小光纤中的产热,削弱光纤中的温度变化,从本质上提高模式不稳定出现的阈值功率。由于级联抽运方法中作为抽运光的激光波长与激光器出射波长接近,能有效减小量子亏损。因此,采用级联抽运的高功率光纤激光器方案,是提高模式不稳定现象阈值功率的有效方法。

同时,随着光纤纤芯半径的减小,模式不稳定产生的阈值功率增加,而减小掺杂区域可以大幅提高阈值功率,高达2.5倍。但减小掺杂区域,会导致掺杂光纤吸收系数减小,从而增加掺杂光纤的长度,容易引发非线性效应。因此,通过减小掺杂区域提升模式不稳定性阈值功率的方法潜力有限。

此外,由3.1节和3.2节数值计算结果还可知,增加初始注入的信号光功率、抑制初始注入信号光激发的高阶模成分以及信号光的强度噪声,均能在一定程度上提高光纤激光器出现模式不稳定的阈值功率。

4 结 论

详细研究了实际高功率光纤激光系统中光纤参数、掺杂方式、抽运方式等各种因素对模式不稳定阈值功率的影响。研究结果表明,模式不稳定性阈值功率随相对强度噪声的增强而减小,随初始注入信

号光功率的增加而线性增加,随光纤纤芯半径和掺杂半径的增加而近呈似对数减小趋势;抽运波长增加可以成倍地提高模式不稳定性出现的阈值功率,最高可达约5倍。采用级联抽运方式、部分掺杂光纤,可以有效提高模式不稳定性出现的阈值功率。需要说明的是,文中模型适用于连续光纤激光,对于脉冲光纤激光需要对模型做进一步改进。研究结果可以为高能光纤激光系统的设计提供一定的参考。

参 考 文 献

- 1 D J Richardson, J Nilsson, W A Clarkson. High power fiber lasers: current status and future perspectives [J]. *J Opt Soc Am B*, 2010, 27(11): B63–B92.
- 2 C Jauregui, T Eidam, J Otto Hans, *et al.*. Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems [J]. *Opt Express*, 2012, 20(12): 12912–12925.
- 3 T Eidam, S Hanf, E Seise, *et al.*. Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power [J]. *Opt Lett*, 2010, 35(2): 94–96.
- 4 T Eidam, C Wirth, C Jauregui, *et al.*. Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers [J]. *Opt Express*, 2011, 19(14): 13218–13224.
- 5 C Jauregui, T Eidam, J Limpert, *et al.*. Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers [J]. *Opt Express*, 2011, 19: 3258–3271.
- 6 A V Smith, J J Smith. Mode instability in high power fiber amplifiers [J]. *Opt Express*, 2011, 19(11): 10180–10192.
- 7 K R Hansen, T T Alkeskjold, J Broeng, *et al.*. Thermo-optical effects in high-power ytterbium-doped fiber amplifiers [J]. *Opt Express*, 2011, 19(24): 23965–23980.
- 8 B Ward, C Robin, I Dajani. Origin of thermal modal instabilities in large mode area fiber amplifiers [J]. *Opt Express*, 2012, 20(10): 11407–11422.
- 9 M Karow, H Tünnermann, J Neumann, *et al.*. Beam quality degradation of a single-frequency Yb-doped photonic crystal fiber amplifier with low mode instability threshold power [J]. *Opt Lett*, 2012, 37(20): 4242–4244.
- 10 L Dong. Stimulated thermal Rayleigh scattering in optical fibers [J]. *Opt Express*, 2013, 21(3): 2642–2656.
- 11 K R Hansen, T T Alkeskjold, J Broeng, *et al.*. Thermally induced mode coupling in rare-earth doped fiber amplifiers [J]. *Opt Lett*, 2012, 37(12) 2382–2384.
- 12 K R Hansen, T T Alkeskjold, J Broeng, *et al.*. Theoretical analysis of mode instability in high-power fiber amplifiers [J]. *Opt Express*, 2013, 21(2): 1944–1971.
- 13 A V Smith, J J Smith. Influence of pump and seed modulation on the mode instability thresholds of fiber amplifiers [J]. *Opt Express*, 2012, 20(22): 24545–24558.
- 14 E Stiles. New developments in IPG fiber laser technology [C]. *Proceedings of the 5th International Workshop on Fiber Lasers*, 2009. 4–6.
- 15 T Eidam, S Hädrich, F Jansen, *et al.*. Preferential gain photonic-crystal fiber for mode stabilization at high average powers [J]. *Opt Express*, 2011, 19(9): 8656–8661.
- 16 H Xiao, J Xu, W Wu, *et al.*. Experimental study on tandem pumped fiber amplifier [J]. *Opt. & Laser Tech*, 2012, 44(5): 1570–1573.