

文章编号: 0258-7025(2008)01-0055-06

基于 1S_0 能级的 $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ 光纤上转换 紫外激光的数值模拟

罗 涛^{1,2} 戴振文^{1*}

(¹ 吉林大学物理学院, 相干光与原子分子光谱教育部重点实验室, 吉林 长春 130023)
² 长春师范学院物理学院, 吉林 长春 130032

摘要 在 $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ 光纤中, 运用粒子数速率方程理论, 研究用 586 nm 和 335 nm 连续激光双光子激发 $4f$ 组态最高能级 1S_0 , 以 1S_0 和 3F_4 为激光上下能级实现 250 nm 上转换紫外激光的动力学行为, 得到阈值抽运功率、激光输出功率、斜率效率和最佳光纤长度等激光参数。结果表明, 阈值抽运功率随光纤长度增加而增大, 斜率效率随光纤长度增加而减小, 光纤较短时, 无法获得较高输出功率。掺杂浓度越大则阈值抽运功率越小, 斜率效率越大。在选取的特定条件下, 斜率效率最高可达 16.7%。

关键词 激光物理; 上转换紫外激光; 粒子数速率方程; 1S_0 能级; $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ 光纤

中图分类号 TN 241 文献标识码 A

Numerical Simulations of $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ Upconversion Ultraviolet Fiber Laser Based on 1S_0 Level

Luo Tao^{1,2} Dai Zhenwen¹

(¹ Key Laboratory of Coherent Light, Atomic and Molecular Spectroscopy, Ministry of Education,
Department of Physics, Jilin University, Changchun, Jilin 130023, China
² Department of Physics, Changchun Normal University, Changchun, Jilin 130032, China)

Abstract The theory of population rate equations was used to investigate the kinetics of upconversion ultraviolet laser based on the highest level 1S_0 of $4f$ configuration in $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ fiber. 586 nm and 335 nm pumping lasers are used to populate 1S_0 level through stepwise two-photon absorption, and 250 nm ultraviolet (UV) continuous wave (CW) laser can be achieved by laser transition from 1S_0 to 3F_4 . The threshold pump powers, output power, slope efficiency and optimum cavity length are calculated. The results show that the threshold pump power increases with the fiber length, and slope efficiency decreases with the increase of fiber length. Higher output power cannot be obtained in a short fiber. Moreover, higher doping concentration makes laser oscillate with lower threshold pump powers but higher slope efficiency. The best slope efficiency is 16.7% in the conditions taken in this paper.

Key words laser physics; upconversion ultraviolet laser; population rate equations; 1S_0 level; $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ fiber

1 引 言

氟锆酸盐玻璃 ZBLAN(52ZrF₄-20BaF₂-4LaF₃-4AlF₃-20NaF(摩尔分数))光谱透过范围从中红外到紫外区域(8 μm~230 nm), 光学吸收系数低于硅基材料并接近凝聚态材料的理论极限^[1,2]; 光学声子能量很低, 最高仅为 580 cm⁻¹, 有效声子能量约为

325 cm⁻¹^[3,4], 上转换效率比氧化物玻璃高得多^[5]。稀土离子掺杂 ZBLAN 光纤为激光介质的非线性光纤激光器宽带宽、损耗低、上转换效率高, 是下一代光通信材料^[6~10]。Pr³⁺:ZBLAN 光纤是光通信第二窗口波段(1.3 μm)很有前途的材料, 对其光学和光谱学特性、晶场效应、微观组成结构等性质做了较

收稿日期: 2007-04-28; 收到修改稿日期: 2007-09-12

基金项目: 国家自然科学基金(10104009)资助项目。

作者简介: 罗 涛(1977—), 男, 江西人, 讲师, 硕士, 主要从事上转换紫外激光的理论研究。E-mail: luotao7777@tom.com

* 通信联系人。E-mail: dai@jlu.edu.cn

深入研究^[11~16]。理论研究表明,通过激发态吸收上转换抽运,可以实现 Pr^{3+} 离子 $4f5d$ 能级与 1I_6 能级, 3F_4 最高斯塔克(Stark)能级及基态 3H_4 最高斯塔克能级之间的粒子数反转,为产生基于 $5d$ 能级的可调谐上转换紫外激光提供必要条件^[17]。但是 $5d$ 能级自发辐射跃迁概率大、能级寿命短,基于 $5d$ 能级的紫外激光不易实现。 1S_0 能级是 Pr^{3+} 离子位于紫外波段唯一的 $4f$ 组态能级,在 ZBLAN 中位于最低 $4f5d$ 能带下方 2000 cm^{-1} 附近^[18,19],其能级寿命(500 ns量级)比 $5d$ 的寿命(10 ns量级)长很多,是更理想的紫外激光工作能级。若采用单光子直接抽运,则需要 210 nm 左右的紫外光源,这通常用非线性频率变换技术获得,增加了激光系统的复杂性。若通过上转换抽运方式^[10]实现 1S_0 能级激发,可降低抽运系统的要求,增加可选择范围,有利于实现小型化全固态紫外激光器。

本文以 $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ 玻璃光纤为激光介质,运用速率方程理论研究以 1S_0 为工作上能级的上转换紫外激光动力学行为,计算阈值抽运功率、输出功率、斜率效率以及最佳光纤长度等激光参数。

2 激光理论模型

ZBLAN 中 Pr^{3+} 离子的能级位置如图 1 所示,其中标出了抽运过程、相关跃迁及速率方程中所用能级编号。第一束 586 nm 激光耦合基态 3H_4 和中间态 1D_2 , 第二束 335 nm 激光耦合 1D_2 和激光上能级 1S_0 。激光器的基本结构是法布里-珀罗(F-P)

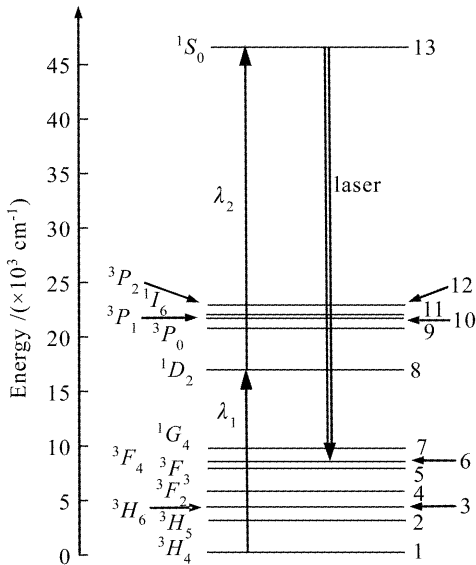


图 1 Pr^{3+} 能级图及相关跃迁

Fig. 1 Energy level diagram for Pr^{3+} and relevant transitions

腔,两束抽运光从光纤一端的耦合镜 M_1 入射,250 nm 激光由光纤另一端的耦合镜 M_2 输出。 M_1 对抽运光完全透射并对信号光完全反射, M_2 对抽运光完全透射并对信号光部分反射部分透射。

1S_0 和 3F_4 分别为激光上下能级,以连续方式输出时,描述 Pr^{3+} 各能级布居数的速率方程为

$$\frac{dn_j}{dt} = \sum_{i=j+1}^{13} A_{ij} n_i - \sum_{i=1}^{j-1} A_{ji} n_j, \quad j \neq 1, 6, 8, 13 \quad (1)$$

$$\frac{dn_6}{dt} = \sum_{i=7}^{13} A_{i,6} n_i - \sum_{j=1}^5 A_{6,j} n_6 - W_{6,13} n_{6h} + W_{13,6} n_{13}, \quad (2)$$

$$\frac{dn_8}{dt} = R_{1,8} n_1 - R_{8,1} n_8 - R_{8,13} n_8 + R_{13,8} n_{13} + \sum_{i=9}^{13} A_{i,8} n_i - \sum_{i=1}^7 A_{8,i} n_8, \quad (3)$$

$$\frac{dn_{13}}{dt} = R_{8,13} n_8 - R_{13,8} n_{13} + W_{6,13} n_{6h} - W_{13,6} n_{13} - \sum_{i=1}^{12} A_{13,i} n_{13}, \quad (4)$$

$$\sum_{i=1}^{13} n_i = 1, \quad (5)$$

式中 n_i 为能级 i 的归一化粒子数密度, n_{6h} 为 3F_4 最高斯塔克能级的归一化粒子数密度, A_{ij} 为能级 i 至 j 的自发辐射跃迁概率, R_{ij} 和 W_{ij} 分别为抽运光和信号光的受激辐射跃迁概率。受激跃迁概率和受激跃迁截面与自发辐射跃迁概率之间的关系为

$$R_{ij} = \frac{P_k(z) \sigma_{ij}}{\pi a^2 h \nu_k}, \quad k = 1, 2, \quad (6)$$

$$W_{ij} = \frac{P_s(z) \sigma_{ij}}{\pi a^2 h \nu_s}, \quad (7)$$

$$\sigma_{ij} = \frac{A_{ij} \lambda^2}{8 \pi n^2 \Delta \nu}, \quad (8)$$

$$\sigma_{ji} = \frac{g_i}{g_j} \sigma_{ij}, \quad (9)$$

式中 $h \nu_{k,s}$ 分别为抽运光和信号光的光子能量, a 为纤芯半径(设为 $0.5 \mu\text{m}$), λ 为跃迁中心波长, $\Delta \nu$ 为光谱线宽(设为 1 THz), n 为纤芯折射率, $g_{i,j}$ 为能级简并度, $P_{1,2}(z)$ 为位置 z 处第一、二束抽运光功率, $P_s(z)$ 为信号光总功率,可表示为

$$P_s(z) = P_s^+(z) + P_s^-(z), \quad (10)$$

式中 $P_s^+(z)$ 和 $P_s^-(z)$ 分别为正向(抽运光入射方向)和反向传播的信号光功率。

抽运光按单程方式激活工作物质,即抽运光从光纤输入端 $z = 0$ 处入射,正向传播到光纤末端 $z = L$ 后完全透射。抽运光的传播方程为

$$\frac{dP_1}{dz} = - (n_1 \sigma_{1,8} - n_8 \sigma_{8,1}) N_t P_1 - \beta_1 P_1, \quad (11)$$

$$\frac{dP_2}{dz} = -(n_8\sigma_{8,13} - n_{13}\sigma_{13,8})N_t P_2 - \beta_2 P_2, \quad (12)$$

其边界条件为

$$P_1(z=0) = P_{1p}, \quad (13)$$

$$P_2(z=0) = P_{2p}, \quad (14)$$

式中 N_t 为掺杂离子 Pr^{3+} 的总粒子数密度, $\beta_{1,2}$ 为抽运光的背景损耗系数, P_{1p} 和 P_{2p} 分别为两束抽运光的入射功率。双向传播的信号光传播方程为

$$\frac{dP_s^\pm}{dz} = \pm (n_{13}\sigma_{13,6} - n_{6h}\sigma_{6,13})N_t P_s^\pm \mp \beta_s P_s^\pm, \quad (15)$$

其边界条件为

$$P_s^+(z=0) = R_1 P_s^-(z=0), \quad (16)$$

$$P_s^-(z=L) = R_2 P_s^+(z=L), \quad (17)$$

式中 β_s 为信号光的背景损耗系数, R_1 和 R_2 分别为腔镜 M_1 和输出耦合镜 M_2 的反射率。由方程(15)可导出 P_s^+ 和 P_s^- 满足关系

$$P_s^+ P_s^- = C, \quad (18)$$

式中 C 是一个确定的常数。根据(16)~(18)式, P_s^- 可由 P_s^+ 表示为

$$P_s^-(z) = \frac{P_s^{+2}(z=0)}{R_1 P_s^+(z)}, \quad (19)$$

因此,在速率方程中只需计算正向信号光功率,从而提高计算效率。另外,由(19)式可导出 P_s^+ 传播方程边界条件的一种更重要表示

$$P_s^+(z=0) = \sqrt{R_1 R_2} P_s^+(z=L), \quad (20)$$

该边界条件在实际计算中取代(16),(17)式。

计算上转换稳态抽运过程中各能级粒子布居数,以确定可形成粒子数反转的能级。结果显示, 1S_0 能级可与 3F_4 , 3F_3 和 3F_2 的最高斯塔克能级形成粒子数反转。进一步的激光振荡模拟计算发现,只有 3F_4 最高斯塔克能级可作为激光下能级,实现激光振荡,而 1S_0 能级向 3F_3 及 3F_2 能级的跃迁发射截面较小,较难实现激光振荡。

3 跃迁概率的计算

五种掺杂质量比分别为 1×10^{-3} , 2×10^{-3} , 3×10^{-3} , 4×10^{-3} 和 5×10^{-3} 的 Pr^{3+} :ZBLAN 光纤, ZBLAN 的密度为 4.0 g/cm^3 ^[20], 其折射率与波长 λ 的关系为 $n = 1.469 + 3927/\lambda^2$, λ 的单位为 nm ^[21]。

作为分立发光中心的稀土掺杂离子,其 $4f^N$ 组态内的自发跃迁包括辐射跃迁和无辐射跃迁。辐射跃迁主要有三项作用:电偶极项、磁偶极项和电四极项。根据乍得-奥菲而特(Judd-Ofelt)理论^[22,23],电

偶极项 A_{ij}^{ed} 可表示为

$$A_{ij}^{\text{ed}} = \frac{64\pi^4 e^2 \sigma^3}{3h(2J+1)} \frac{n(n^2+2)^2}{9} \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_\lambda \langle i \| U^\lambda \| j \rangle^2, \quad (21)$$

式中 e 为电子电量, h 为普朗克常数, J 为初态总角量子数, Ω_λ 为与掺杂浓度有关的光谱强度参量,其数值列于表 1^[24]。约化矩阵元 $\langle i \| U^\lambda \| j \rangle$ 对基质不敏感,计算中采用 Pr^{3+} : LaF_3 的数据^[25]。跃迁波数 σ 的数值引自文献^[15,20,21],并列于表 2。磁偶极项 A_{ij}^{md} 和电四极项 A_{ij}^{eq} 的表达式分别为^[26]

$$A_{ij}^{\text{md}} = \frac{4\pi^2 e^2 h \sigma^3 n^3}{3m^2 c^2 (2J+1)} \langle i \| L + 2S \| j \rangle^2, \quad (22)$$

$$A_{ij}^{\text{eq}} = \frac{128\pi^6 e^2 \sigma^5}{45h(2J+1)} \frac{n(n^2+2)^2}{9} \times [\langle 4f | r^2 | 4f \rangle \langle 4f \| C^{(2)} \| 4f \rangle \langle i \| U^2 \| j \rangle]^2, \quad (23)$$

式中 m 为电子质量, c 为光速,径向积分 $\langle 4f | r^2 | 4f \rangle$ 的理论值为 1.464 a. u. ^[27]。

表 1 不同掺杂 Pr^{3+} :ZBLAN 中 Pr^{3+} 的

Ω_λ 参数值($\times 10^{-20} \text{ cm}^2$)

Table 1 Values of Ω_λ of Pr^{3+} :ZBLAN at different concentrations ($\times 10^{-20} \text{ cm}^2$)

Mass ratio / $\times 10^{-3}$	1	2	3	4	5
Ω_2	4.2	2.8	1.9	1.2	1.3
Ω_4	4.9	4.8	5.0	6.4	5.8
Ω_6	5.8	5.7	5.1	5.0	5.1

表 2 Pr^{3+} :ZBLAN 光纤中 Pr^{3+} 的 LS 光谱项及能级位置

Table 2 LS spectral terms and energy levels of Pr^{3+} in Pr^{3+} :ZBLAN

Term	Energy / cm^{-1}	Term	Energy / cm^{-1}
3H_4	0	1D_2	17047
3H_5	2600	3P_0	20920
3H_6	4545	3P_1	21496
3F_2	5238	1I_6	21600
3F_3	6488	3P_2	22696
3F_4	6924	1S_0	46896
1G_4	9862		

无辐射跃迁概率 W_{ij}^{non} 可由公式 $W_{ij}^{\text{non}} = W_0 e^{-\alpha \Delta E}$ 近似计算,其中 W_0 和 α 为无辐射参数, ΔE 为无辐射跃迁能级的能量间隔。计算中采用 LaF_3 的无辐射参数, $W_0 = 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\alpha = 5 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ^[28]。

4 结果与讨论

假设:1) 光纤纤芯内光强横向分布均匀,纤芯外光强为零,即采用 Top-hat 模型^[29];2) 不存在放

大自发辐射效应;3) 腔镜 M_1 的信号光反射率 R_1 为 99%, M_2 镜面损耗为 2%, 即透射率 T 与反射率 R_2 的关系为 $T = 1 - R_2 - 2\%$; 4) 光纤中抽运光和信号光的背景损耗均为 0.1 dB/m。

利用理论计算得到的跃迁概率, 数值求解稳态条件下的粒子数速率方程和传播方程, 得到连续波激光运转时的阈值抽运功率、输出功率、斜率效率和最佳光纤长度等激光器参数及它们之间的相互影响特性。

4.1 掺杂浓度影响

当激光器输出某一功率的激光时, 对两束抽运光的功率要求是不同的, 即在不同条件下两个抽运功率之间有不同的最佳搭配关系^[17]。要确定最佳搭配的功率值, 需进行大量计算。为简便计算, 设定第一和第二抽运光的功率相等。对上述五种掺杂浓度的 Pr^{3+} :ZBLAN 光纤, 计算了阈值抽运功率和斜率效率, 如图 2 所示。其中 $R_2 = 40\%$, 光纤长度为 50 m。可以看出, 浓度越大时阈值抽运功率越小, 斜率效率越大。这是由于不同掺杂浓度下跃迁参数相差不多^[24], 此时激活离子的粒子数密度对抽运光吸

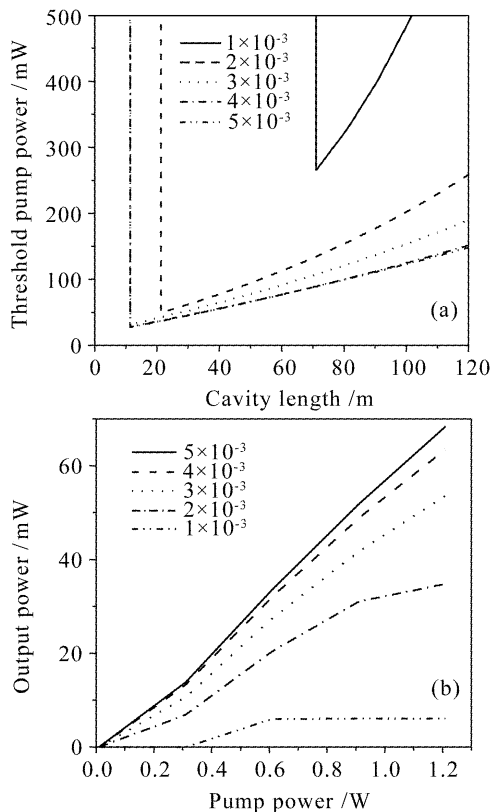


图 2 不同 Pr^{3+} 质量比时阈值抽运功率与光纤长度(a)和输出功率与抽运功率(b)的关系

Fig.2 Threshold pump power as a function of fiber length (a) and output power as a function of pump powers (b) for different Pr^{3+} concentrations

收效率和粒子数反转密度具有直接影响^[17]。下面各激光参数的计算中, 仅考虑质量比 5×10^{-3} 的 Pr^{3+} :ZBLAN 光纤。

4.2 阈值抽运功率

在抽运光作用下, 能级 1S_0 和 3F_4 之间产生粒子数反转。当反转粒子数使光纤内符合振荡条件的微弱信号光的增益刚好抵消其全部损耗时的抽运光功率为阈值抽运功率。输出镜反射率 R_2 分别为 10%, 20%, 40% 和 80% 时, 阈值抽运功率随光纤长度的变化如图 3 所示。由图可见, 光纤长度不是很短时, 阈值抽运功率随光纤长度呈近似线性地增加。 R_2 增加, 则阈值抽运功率降低。光纤长度为 50 m, $R_2 = 80\%$ 时, 阈值抽运功率约为 50 mW。在文献[30]中, 以 $4f5d$ 和基态 3H_4 为激光工作能级的 Pr^{3+} :ZBLAN 上转换紫外光纤激光的阈值抽运功率为 170 mW, 而且应注意到其中线宽设定值较小 (10 GHz) 而致跃迁截面比本文的大两个数量级。因此可以肯定, 本文的激光系统更容易实现上转换紫外激光振荡。

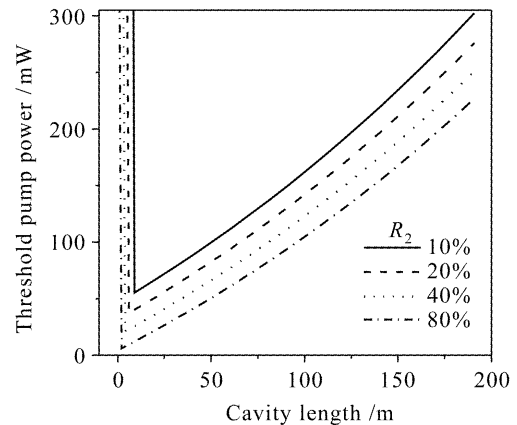


图 3 输出镜反射率不同时阈值抽运功率与光纤长度的关系

Fig.3 Threshold pump power as a function of fiber length for different reflectivity of output coupler

从图 3 可以看到, 对于各种输出镜反射率, 若光纤长度小于某值, 阈值抽运功率将会变得非常大。这是由于光纤太短造成增益过小, 无法克服由输出镜 M_2 引起的透射损耗, 难以形成激光振荡。

4.3 输出镜反射率影响

光纤长度为 50 m, 抽运功率取不同值时, 激光输出功率随 R_2 变化的特性如图 4 所示。由图可见, 功率曲线与横轴有两个交点。一个交点在高反射率 (约为 98%) 处, 这是由于计算中假设有 2% 的镜面损耗; 另一个交点在 R_2 接近于零处, 此时激光振荡无法实现。另外, 当抽运功率较小时, 输出功率随反

射率 R_2 的变化比较平缓。随着抽运功率的增加, 反射率对激光功率的影响越来越显著。 R_2 很小时, 激光功率随 R_2 的增加很快达到最佳输出功率, 然后几乎呈线性地下降。抽运功率越高, 与最佳输出功率对应的最佳反射率越小。然而, 阈值抽运功率与反射率 R_2 之间关系的计算表明, R_2 越小, 阈值抽运功率越高。因此, 实际情况下需要综合考虑输出功率、耦合镜反射率和阈值抽运功率三者间的相互影响。为了在较低的抽运阈值情况下得到较强的激光输出, 下面的计算中取 $R_2 = 40\%$ 。

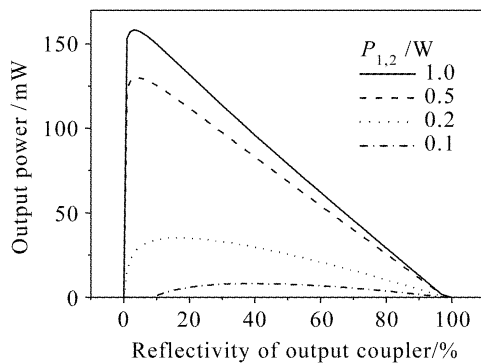


图 4 不同抽运功率下输出功率与输出镜反射率的关系
Fig. 4 Output power as a function of the reflectivity of output coupler for different pump powers

4.4 斜率效率

输出功率随抽运功率变化的关系曲线能给出斜率效率和阈值抽运功率的信息。光纤长度不同时输出功率随抽运功率的变化如图 5 所示。结果表明, 输出功率随抽运功率线性增加, 并且其斜率和阈值功率都与长度有关。光纤长度为 50 m, 100 m 和 200 m 时的阈值功率分别为 49 mW, 105 mW 和 255 mW。光纤较长时, 较大的总体背景损耗导致斜率效率较低, 相应的阈值功率较高。在一定的抽运

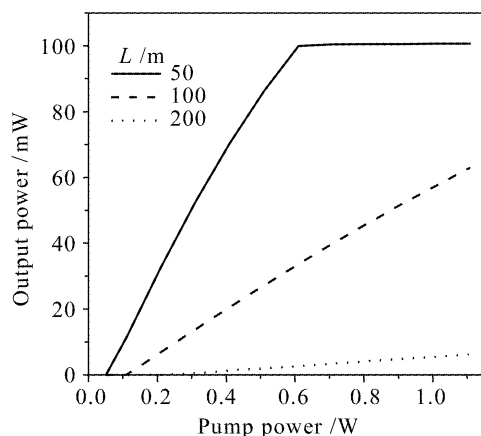


图 5 光纤长度不同时输出功率与抽运功率的关系
Fig. 5 Output power as a function of pump powers for different cavity lengths

功率范围内, 光纤越短, 斜率效率越大而阈值越小。当抽运功率超过某值时, 因光纤介质对抽运光的吸收达到饱和状态, 输出功率不再随之增加, 即不能得到更高的输出功率。因此, 高输出功率和高斜率效率难以兼得, 只能根据实际情况和需要来选择合适的纤长度和抽运功率。若输出功率选在 0.1 W 范围, 则使用 50 m 光纤可得到 16.7% 的斜率效率。在 4f5d 上转换紫外激光器模型中, 最高斜率效率仅为 10%^[30], 比本文激光系统的斜率效率低得多, 所以 1S_0 上转换紫外激光器具有更高的能量转换效率。

4.5 最佳纤长度

图 6 给出抽运功率不同时输出功率随纤长度的变化关系。图中各曲线的形状很相似, 它们在零点附近与横轴相交, 表明很短的纤介质不能提供补偿损耗的增益以形成激光振荡。纤较短时, 输出功率随纤长度增加而增大, 此时抽运光没有被介质充分吸收。图中每条曲线都有一个极值, 为输出功率的最佳值, 对应的纤长度称为最佳纤长度。最佳纤长度和输出功率都随抽运功率的增加而增大。纤超过最佳长度时, 因信号光能量的再吸收(包括背景吸收和受激吸收)比例增加, 输出功率随纤长度增加而迅速降低。给定激光器的基本特征参数(如 Pr^{3+} 质量比, R_1, R_2, P_1, P_2 和 β 等), 存在一个最佳纤长度使输出功率达到最大。另外, 需特别注意, 图 6 中与最佳纤长度对应的最大激光功率随抽运功率增加将发生饱和现象, 这表明当其他条件给定时, 不能通过不断地增加抽运功率和纤长度来获得更高的激光输出功率。

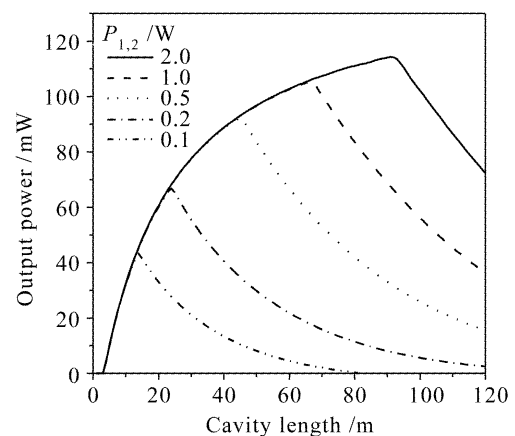


图 6 抽运功率不同时输出功率与纤长度的关系
Fig. 6 Output power as a function of cavity lengths for different pump powers

5 结 论

运用速率方程理论并采用双光子吸收上转换抽

运方案,计算研究了基于 1S_0 能级的 $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ 光纤上转换紫外连续波激光器的激光动力学特性。结果表明,掺杂浓度越大时阈值抽运功率越小,斜率效率越大。激光器斜率效率随光纤长度增加而减小,光纤为50 m时,斜率效率可达16.7%。若光纤长度和输出镜透射率选取适当,则两束抽运光均为1 W时,可获得158 mW的上转换紫外激光输出。研究表明,应用 $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ 光纤,经双色激光抽运可以实现基于 1S_0 能级的上转换紫外激光^[31,32]连续波运转,为构建一种新型的紫外光纤激光系统提供了理论依据。

参 考 文 献

- 1 Michel Poualin, Marcel Poulain, Jacques Lucas *et al.*. Verres fluores au tetra fluorure de zirconium proprietes optiques d'un verre dope au Nd^{3+} [J]. *Mat. Res. Bull.*, 1975, **10**(4):243~246
- 2 Serena Eley, Dirk Englund, John Ferguson *et al.*. Optical properties of ZBLAN microspheres produced in microgravity [R]. NASA Final Report, Eley S Ferguson J Ferguson J, 2001. 1~13
- 3 Yihong Chen, F. Auzel. Investigation of multiphonon assisted side band absorptions in rare-earth-doped halide glasses and crystals [J]. *J. Non-Cryst. Sol.*, 1995, **184**:278~281
- 4 F. Auzel, Y. H. Chen. The effective frequency in multiphonon processes; Differences for energy transfers or side-bands and non-radiative decay [J]. *J. Lum.*, 1996, **66&67**:224~227
- 5 R. S. Quimby, M. G. Drexhage, M. J. Suscavage. Efficient frequency up-conversion via energy transfer in fluoride glassed [J]. *Electron. Lett.*, 1987, **23**(1):32~34
- 6 Liu Songhao. New development of fiber laser [J]. *Optoelectronic Technology & Information*, 2003, **16**(1):1~8
刘颂豪. 光纤激光器的新进展[J]. 光电子技术与信息, 2003, **16**(1):1~8
- 7 S. G. Grubb, K. W. Bennett, R. S. Cannon *et al.*. CW room-temperature blue upconversion fibre laser [J]. *Electron. Lett.*, 1992, **28**(13):1243~1244
- 8 Franck Duclos, Paul Urquhart. Thulium-doped ZBLAN blue upconversion fiber laser; theory [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(4):709~717
- 9 A. C. Tropper, J. N. Carter, R. D. T. Lauder *et al.*. Analysis of blue and red laser performance of the infrared-pumped praseodymium-doped fluoride fiber laser [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1994, **11**(5):886~893
- 10 David S. Funk. Optical processes and laser dynamics in holmium and neodymium upconversion-pumped visible and ultraviolet fluorozirconate fiber lasers [D]. PhD Thesis. Urbana; University of Illinois at Urbana-Champaign, 1999
- 11 L. Wetenkamp, G. F. West, H. Többen. Optical properties of rare earth-doped ZBLAN glasses [J]. *J. Non-Crystalline Solids*, 1992, **140**:35~40
- 12 Hiroyuki Inoue, Kohei Soga, Akio Makishima. The effects of crystal-fields on the optical properties of $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ glass [J]. *J. Non-Crystalline Solids*, 2003, **325**:282~294
- 13 Wang Ji, Chen Yihong, Gan Fuxi. Energy level and optical absorption properties of Pr^{3+} ions in fluoride glass (ZBLAN) [J]. *Acta Optica Sinica*, 1996, **16**(1):78~84
王 劼,陈一斌,于福熹. Pr^{3+} 离子在氟化物玻璃(ZBLAN)中的能级和光学吸收特性[J]. 光学学报, 1996, **16**(1):78~84
- 14 W. Seeber, E. A. Downing, L. Hesselink *et al.*. Pr^{3+} -doped fluoride glasses [J]. *J. Non-Crystalline Solids*, 1995, **189**:218~226
- 15 K. Binnemans, D. Verboven, C. Görrler-Walrand *et al.*. Absorption and magnetic circular dichroism spectra of praseodymium doped fluorozirconate (ZBLAN) glass [J]. *J. Alloys and Compounds*, 1997, **250**:321~325
- 16 M. Braglia, C. Bruschi, G. Dai *et al.*. Local structure of Pr^{3+} in fluorozirconate glasses [J]. *J. Non-Crystalline Solids*, 1999, **256&257**:83~88
- 17 Fang Aiping, Dai Zhenwen, Luo Tao *et al.*. $4f5d$ level upconversion excitation in $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ fiber [J]. *Journal of Jilin University (Science Edition)*, 2004, **42**(3):417~423
方爱平,戴振文,罗 涛等. $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ 光纤中 $4f5d$ 能级上转换激发[J]. 吉林大学学报(理学版), 2004, **42**(3):417~423
- 18 E. Sarantopoulou, Z. Kollia, A. C. Cefalas *et al.*. Crystal field splitting of the $4f5d$ electronic configuration of Pr^{3+} ions in wide band gap fluoride dielectric crystals [J]. *Opt. Commun.*, 2002, **208**:345~358
- 19 E. van der Kolk, P. Dorenbos, C. W. E. van Eijk. Vacuum ultraviolet excitation and quantum splitting of Pr^{3+} in LaZrF_7 and $\alpha\text{-LaZr}_3\text{F}_{15}$ [J]. *Opt. Commun.*, 2001, **197**:317~326
- 20 J. A. Medeiros Neto, D. W. Hewak, H. Tate. Application of a modified Judd-Ofelt theory to praseodymium-doped fluoride glasses [J]. *J. Non-Crystalline Solids*, 1995, **183**:201~207
- 21 Richard N. Brown, Joseph J. Hutta. Material dispersion in high optical quality heavy metal fluoride glasses [J]. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(24):4500~4503
- 22 B. R. Judd. Optical absorption intensities of rare-earth ions [J]. *Phys. Rev.*, 1962, **127**(3):750~761
- 23 G. S. Ofelt. Intensities of crystal spectra of rare-earth ions [J]. *J. Chem. Phys.*, 1962, **37**(3):511~520
- 24 Huang Dahai, Li Chengfang, Zhong Jiacheng. The spectroscopic and fluorescent properties of $\text{Pr}^{3+}, \text{Yb}^{3+}$ codoped ZBLAN glass [J]. *Chinese J. Lasers*, 1998, **A25**(12):1121~1128
黄大海,李承芳,钟家桢. $\text{Pr}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺ZBLAN玻璃吸收与发光特性的研究[J]. 中国激光, 1998, **A25**(12):1122~1128
- 25 M. J. Weber. Spontaneous emission probabilities and quantum efficiencies for excited states of Pr^{3+} in LaF_3 [J]. *J. Chem. Phys.*, 1968, **48**(10):4774~4780
- 26 M. J. Weber. Probabilities for radiative and nonradiative decay of Er^{3+} in LaF_3 [J]. *Phys. Rev.*, 1967, **157**(2):262~272
- 27 Takashi Kushida. Energy transfer and cooperative optical transitions in rare-earth doped inorganic materials. I. Transition probability calculation [J]. *J. Phys. Soc. Japan*, 1973, **34**(5):1318~1326
- 28 Toru Miyakawa, D. L. Dexter. Phonon sidebands, multiphonon relaxation of excited states, and phonon-assisted energy transfer between ions in solids [J]. *Phys. Rev. B*, 1970, **1**(7):2961~2969
- 29 Wm. S. Heaps, L. R. Elias, W. M. Yen. Vacuum-ultraviolet absorption bands of trivalent lanthanides in LaF_3 [J]. *Phys. Rev. B*, 1976, **13**(1):94~104
- 30 Aiping Fang, Zhenwen Dai, Tao Luo *et al.*. Theoretical study of $\text{Pr}^{3+}:\text{ZBLAN}$ upconversion ultraviolet fiber laser based on $4f5d$ state [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2005, **3**(3):164~167
- 31 Shi Zhaohui, Fan Zhongwei, Zhang Ying *et al.*. High efficiency and high power all-solid state ultraviolet laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(1):29~32
石朝辉,樊仲维,张 瑛等. 高效率高功率全固态紫外激光器[J]. 中国激光, 2007, **34**(1):29~32
- 32 Zhi Yanan, Liu Dean, Qu Weijuan *et al.*. Ultraviolet laser-induced ferroelectric domain inversion in nearly-stoichiometric LiTaO_3 crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(12):2221~2224
职亚楠,刘德安,曲伟娟等. 紫外激光诱导近化学计量比钽酸锂晶体铁电畴反转[J]. 光学学报, 2007, **27**(12):2221~2224