

环形腔 PbSe 量子点单模光纤激光的计算机数值模拟

程 成 袁 芳

(浙江工业大学激光与光电子技术研究所, 浙江 杭州 310023)

摘要 在 PbSe/UV 胶量子点光纤环形腔激光器实验的基础上, 通过建立并数值求解粒子数速率方程和光功率传播方程等, 对 1550 nm 的激光输出特性进行了数值模拟。计算的抽运阈值功率、单/多模激光输出功率随抽运功率的变化、合适的 PbSe 掺杂浓度、单模激光功率随输出耦合比的变化等, 与实验结果基本吻合。通过对 PbSe 量子点光纤中激光功率分布的研究, 给出了粒子数密度的反转条件: $N_2/N_1 \geq 0.45$, 该条件可由 1550 nm 波长处粒子数反转的吸收截面与辐射截面之比得到。研究了掺杂浓度对激光功率的影响, 给出了合适的掺杂浓度范围。

关键词 激光器; PbSe 量子点; 光纤激光器; 速率方程; 阈值; 粒子数反转

中图分类号 TN214 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0514002

Numerical Simulation of a PbSe Quantum Dot Doped Fiber Laser with a Ring Resonator

Cheng Cheng Yuan Fang

(Institute of Laser and Optoelectronic Technology, Zhejiang University of Technology,
Hangzhou, Zhejiang 310023, China)

Abstract A PbSe quantum dot (QD) doped fiber laser of 1550 nm is simulated numerically by solving the rate equation and lasing propagation equation in a ring resonator, on the basis of experiment using the QDs hosted in ultraviolet (UV) gel as lasing medium. It is shown that the simulated results are consistent with the experiments observed before, including the pumping threshold, single/multi mode laser power varying with the pumping power, desirable doping concentrations, and single mode laser power varying with the outputting coupling ratio. The inversion condition of population density, $N_2/N_1 \geq 0.45$, is given by investigating the laser power distributing along the longitudinal fiber, which can be explained by the cross-section ratio of absorption to emission at the 1550 nm. A range of available doping concentration is determined by studying the effect of the doping concentration on the laser power.

Key words lasers; PbSe quantum dot; fiber laser; rate equation; threshold; population inversion

OCIS codes 140.3510; 140.3380; 060.3510; 060.2290

1 引 言

半导体纳米晶体量子点 (QD) 近年来发展迅速。与稀土离子相比, 用纳米化学法制备的量子点, 具有发射谱线窄、量子效率高、发射强度高等优点。此外, 还可通过制备工艺来准确调控量子点尺寸, 从而达到调控量子点吸收-辐射峰波长以及光谱的半峰全宽 (FWHM)。通过不同尺寸、不同浓度的量子点掺杂, 有望实现三原色准白光激光或波长可调谐激光。目前兴起的以量子点作为增益介质的量子点激光器也

在从大功率、光计算到光纤数字传输用高速光源以及红外探测器等方面的显示出极重要的应用前景^[1-2]。

辐射谱位于红外的量子点, 目前主要是 IV-VI 族的 PbSe、PbS 等。PbSe 量子点的辐射波长位于常规光通信波带 1550 nm 附近, 荧光辐射很强, 量子产率极高, 甚至高达 700%^[3]。选择 PbSe 量子点作为光纤激光器的增益介质, 是一个极有意义的发展方向。

对于 IV-VI 族的 PbSe, 目前国内外报道的大多

收稿日期: 2014-01-01; **收到修改稿日期**: 2014-01-23

基金项目: 国家自然科学基金 (61274124)

作者简介: 程 成 (1953—), 男, 博士, 教授, 主要从事纳米晶体量子点光纤、量子点光纤放大器、量子点光纤激光器等方面的研究。E-mail: chengch@zjut.edu.cn (中国光学学会会员号: S040421054S)

是关于量子点制备、量子点掺杂光纤(QDF)以及量子点光纤放大器方面的研究,关于激光器的报道则很少。例如,Chang等^[4]研究了PbSe量子点掺杂硼硅酸盐玻璃的光学性质,通过对玻璃中半径为1.7~3.1 nm的PbSe量子点吸收谱的观测,发现其有明显的量子约束效应以及1.1~1.2 μm 的光致荧光(PL)辐射。Watekar等^[5]观测到了PbSe掺杂光纤在1021、1093、1351 nm三个波长处的吸收峰,在1064 nm抽运激励下,辐射峰位于1540 nm。Bahrapour等^[6]根据不同PbSe量子点具有不同的吸收-辐射截面的特点,建立了一个非均匀光纤放大器理论模型,通过求解粒子数速率方程和光功率传输方程,解释了光纤放大器的带宽和光谱烧蚀现象。Pang等^[7]利用熔锥型光纤耦合器作为光纤倏逝波增益光纤,在熔锥耦合区外面涂覆量子点有机溶剂,通过倏逝波传播来实现信号光的放大。Jang^[8]建立了量子点光纤放大器的二能级模型,其计算的放大器超宽带特征与实验结果相当吻合。

最近,本课题组报道了实验室实现以紫外固化(UV)胶为基底的PbSe量子点掺杂的量子点光纤激光器(QDFL)^[9]。将PbSe量子点掺入UV胶中,制备成PbSe量子点掺杂光纤,与波分复用器(WDM)、光纤布拉格光栅(FBG)、隔离器(ISO)等组成全光纤环形谐振腔,实验上观测到了波长为1550 nm、稳定连续的激光振荡。在980 nm激光二极管(LD)抽运下,发现了明显的抽运激励阈值。实测的激光3 dB线宽小于0.1 nm,激光输出功率和抽运效率分别为19.2 mW、28%(多模,MM)和6.31 mW、9.28%(单模,SM)。

本文针对上述PbSe量子点环形谐振腔激光器的实验研究,对激光输出特性进行了数值模拟研究。建立了环形腔量子点光纤激光的理论模型,通过数值求解粒子数速率方程、光功率传输方程等,数值模拟了激光功率、抽运功率、激光能级粒子数密度在量子点光纤中的变化,研究了量子点掺杂浓度对输出激光功率的影响,给出了激光器合适的掺杂浓度范围以及输出激光功率随输出分光比的变化,并与实验测量的结果进行了对照。这些工作,一方面可避免实验的局限性缺陷,更重要的是可深入了解PbSe量子点光纤激光的动力学过程,探索激光能级反转机理,为今后激光器优化设计奠定基础。

2 实 验

实验装置如图1所示^[9]。激光谐振腔为环形

腔。与法布里-珀罗(F-P)线形腔相比,环形腔可不使用反射镜,通过接入光纤器件,包括量子点掺杂光纤、波分复用器、隔离器、光纤光栅等,构成全光纤谐振腔。F-P腔内光为驻波形态,而环形腔内的行波工作状态可避免空间烧孔效应,输出激光频率更稳定。环形腔的纵模间隔是线性腔的两倍,更利于激光选频操作。图1中,A、B为光纤熔接点或接插点,QDF为50/125 μm (纤芯/包层)的多模光纤,其余为单模光纤(SMF)。

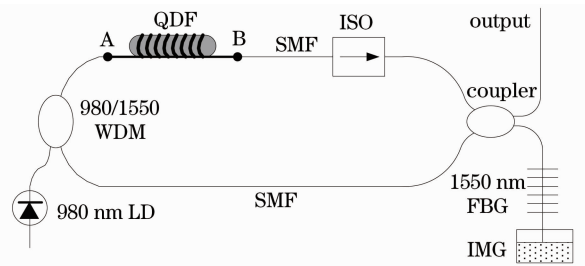


图1 PbSe量子点光纤激光环形腔实验图
Fig. 1 Experimental setup for PbSe QDFL with a ring resonator

为了实现单模激光输出,在实验中,采用将QDF缠绕的方式,以便增大高阶模损耗、留下低阶模。光纤弯绕以后,高阶模将变为泄露模或折射模(辐射模)逸出包层,几乎全部损耗,最后光纤中只留有基模传输。由于ISO的存在,在环路中光只能沿顺时针方向传播,一部分激光经耦合器从输出端输出;另一部分则返回到WDM与抽运光一同进入下一循环,实现环路振荡。

在该谐振腔系统中,FBG选择纵模频率,可得到1550 nm的单一频率输出。光纤缠绕选择横模,可得到单一基模的输出。实验在入纤抽运功率为68 mW、掺杂浓度为 $10 \text{ mg}\cdot\text{mL}^{-1}$ 、掺杂光纤长度为85 cm、耦合分光比为85%~90%的情况下,首次观测到了频率为1550 nm、输出功率为6.31 mW的单模激光输出,激光的3 dB线宽小于0.1 nm^[9]。

图1中,如果将器件尾纤及连接光纤全部换成50/125 μm 的多模光纤,并且QDF不作绕弯,则可直接输出多模激光。

3 环形腔激光建模

3.1 粒子数速率方程、光功率方程及循环条件

PbSe量子点的激子玻尔半径很大(46 nm ^[10]),远大于量子点的尺寸(5~7 nm)是一种强约束量子点。对不同尺寸的量子点,其辐射谱几乎可覆盖整个近红外波段。本课题组之前在实验中采用的PbSe

量子点直径为 5.2 nm, 测量的吸收峰值波长和辐射峰值波长分别为 1469.30 nm 和 1550.46 nm, 如图 2 所示^[9]。

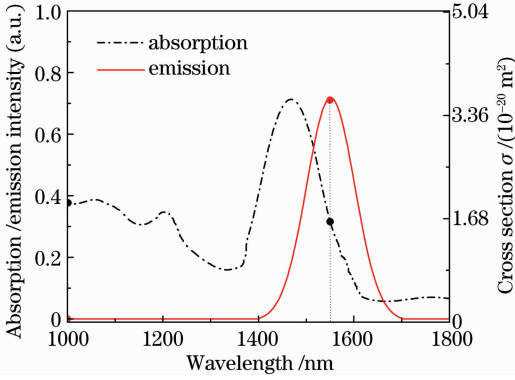


图 2 直径为 5.2 nm 的 PbSe 量子点的吸收-辐射谱和截面

Fig. 2 Cross profile and absorption-radiation spectra of PbSe QD with a diameter of 5.2 nm

根据图 2 实测的 PbSe 量子点的辐射谱和吸收谱, 可知 PbSe 量子点可归结为三能级系统, 如图 3 所示。能级 1 表示位于价带的基态, 能级 2 包含导带底部附近的两个子能级, 对应于图 2 中的第一吸收峰和辐射峰。能级 3 包含导带上部的能级群组,

对应于图 2 中短波长区的连续吸收。在短波长抽运光的作用下, 量子点吸收能量后被激发到能级 2 和 3 (如图 3 中虚线所示)。能级 2 的粒子通过受激辐射和自发辐射直接跃迁回基态, 辐射出一个具有一定带宽的单峰辐射谱 (见图 2), 也可通过俄歇复合无辐射跃迁 (A_{Alh}) 到基态^[11]。能级 3 到 2 是带内非辐射跃迁, 其跃迁几率 A_{32} 极大, 弛豫寿命很短, $\tau' = 1/A_{32} \leq 4 \text{ ps}$ ^[12], 它远小于能级 2 的跃迁辐射寿命 τ (100~300 ns^[13]), 因此, PbSe 量子点的三能级系统可用二能级近似来描述。

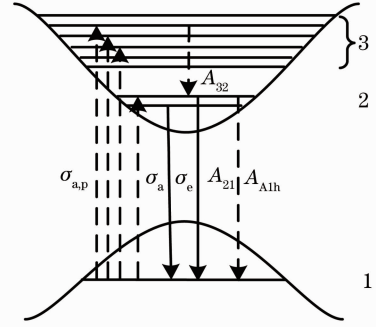


图 3 PbSe 量子点的能级示意图

Fig. 3 Energy level diagram of the PbSe QD 光纤中二能级系统的粒子数密度方程满足^[14]

$$\frac{N_2(z)}{N} = \frac{\frac{\sigma_{a,p}\Gamma_P\lambda_P P_P(z)}{hcA} + \frac{\sigma_{a,l}\Gamma_L\lambda_L P_L(z)}{hcA}}{\frac{(\sigma_{a,p} + \sigma_{e,p})\Gamma_P\lambda_P P_P(z)}{hcA} + \frac{1}{\tau} + \frac{(\sigma_{a,l} + \sigma_{e,l})\Gamma_L\lambda_L P_L(z)}{hcA}}, \quad (1)$$

式中 N_2 为上能级粒子数密度, 并满足守恒定则 $N = N_1 + N_2$, λ 为波长, σ 为截面, h 为普朗克常数, c 为光速, τ 为上能级寿命 (包括自发辐射和俄歇无辐射复合), Γ 为光纤中的光强与量子点的重叠因子, 下角标 P、L 分别表示抽运光和激光, 下角标 a、e 分别表示吸收及发射。

按图 1 中的激光环形腔进行建模。在环形腔中, 光沿顺时针传播, 光只在掺量子点的光纤 QDF

内产生受激辐射和吸收, 即增益只发生在 QDF 中, 而损耗则在整个环路中都存在。光纤的弯曲损耗有宏弯损耗和微弯损耗两种, 这里 QDF 缠绕的曲率半径为厘米级, 属于宏弯损耗。QDF 的损耗主要来自于其光纤的背景损耗、宏弯损耗、A 点和 B 点的接插损耗等。于是, 抽运光和受激产生的激光功率在 QDF 中的传播方程为

$$\frac{dP_P(z)}{dz} = \Gamma_P [(\sigma_{a,p} + \sigma_{e,p})N_2(z) - \sigma_{a,p}N]P_P(z) - (\alpha_P + \alpha'_P)P_P(z), \quad (2)$$

$$\frac{dP_L(z)}{dz} = \Gamma_L [(\sigma_{a,l} + \sigma_{e,l})N_2(z) - \sigma_{a,l}N]P_L(z) - (\alpha_L + \alpha'_L)P_L(z) + \Gamma_L\sigma_{e,l}N_2(z)P_0(\lambda_L). \quad (3)$$

式中 α 和 α' 分别为 QDF 的背景损耗和宏弯损耗。(3) 式右边的第三项 $\Gamma_L\sigma_{e,l}N_2(z)P_0(\lambda_L)$ 为自发辐射项, 其中 $P_0(\lambda_L) = 2h\nu_L\Delta\nu_L$ 为增益带宽 $\Delta\nu_L$ 内自

发辐射对功率的贡献, 其数值较小, 可以忽略。

经 QDF 增益后的光功率, 一部分从耦合器分光输出, 一部分经 FBG 选频反射后只剩下 1550 nm

的激光重新进入环路,进行循环振荡。因此,稳定输出时,腔内的循环条件为

$$\begin{cases} P_P(0) = (1 - \gamma_1) \cdot P_{P0} \\ P_L(0) = (1 - \gamma_2) \cdot (1 - C) \cdot P_L(L) \end{cases}, \quad (4)$$

式中 P_{P0} 为抽运源 LD 的输出功率, γ_1 为抽运光在 A 点的损耗系数, $P(0)$ 为 QDF 的入纤功率(经耦合点 A 后), $P(L)$ 为 QDF 的出纤功率(在耦合点 B 之前), L 为 QDF 的长度, C 为耦合器的输出端激光光强与输入端光强的分支比, γ_2 为环路中激光沿顺时针方向从耦合点 B 点到 A 点途经的损耗系数, 包括 A、B 点的耦合损耗、光纤的沿途损耗、ISO 损耗以及 FBG 的反射损耗等。

激光输出功率可表示为

$$P_{out} = (1 - \gamma_3) \cdot C \cdot P_L(L). \quad (5)$$

式中 γ_3 为经 B 点、ISO 和耦合器输出的损耗系数。(5)式中的 $P_L(L)$ 可根据前述的循环条件, 通过求解方程(1)~(3)式来确定。

3.2 重叠因子

量子点只掺杂在 QDF 纤芯中, 只有在 QDF 纤芯中传播的光波模才有可能与量子点发生相互作用, 即产生重叠效应。重叠因子 Γ 可根据光强分布和量子点分布来确定, 量子点在光纤中径向均匀分布, 于是^[14]

$$\Gamma = \int_0^{\infty} I^{(n)}(r) \frac{n(r)}{2\pi r} 2\pi r dr. \quad (6)$$

式中 $I^{(n)}(r)$ 为光强的归一化横模分布, 满足 $\int_0^{\infty} I^{(n)}(r) 2\pi r dr \equiv 1$ 。平均粒子数密度 $\bar{N} = \frac{\int_0^{\infty} 2\pi n(r) r dr}{\pi a^2}$, a 为 QDF 纤芯半径。对圆柱形光纤,

$$\Gamma = \int_0^a I^{(n)}(r) 2\pi r dr. \quad (7)$$

单模的模场可用高斯分布或已实测的模场分布^[9]来表示。对于单模的抽运光, 由(7)式可算得重叠因子 $\Gamma_P \approx 0.9$, 该 Γ_P 值比较大的原因是由于实验中抽运光是从 $9/125 \mu\text{m}$ 的单模尾纤直接插入 $50/125 \mu\text{m}$ 的 QDF 中。对于 QDF 中受激辐射产生的激光, 在光纤缠绕情况下(单模情形), 由(7)式可算得单模激光的重叠因子 $\Gamma_{L,S} \approx 0.69$; 在光纤未绕弯情况下(多模情形), 可算得多模激光的重叠因子 $\Gamma_{L,M} \approx 0.38$, 其中多模归一化光强分布 $I^{(n)}$ 取实测的光场^[9]。

3.3 弯曲损耗

光纤的宏弯损耗主要来源于光纤弯曲产生的空间滤波、模式泄露及模式耦合, 其中以空间滤波效应造成的损耗为主。多模光纤弯曲调制引起的宏弯损耗 α' 依赖于波长和曲率半径^[15]:

$$\alpha' = \frac{T}{2\sqrt{R}} \exp\left[2W\alpha - \frac{2}{3} \frac{W^3}{\beta^2} R\right], \quad (8)$$

$$T = \frac{2aU^2}{e_v V^2 \sqrt{\pi W}} (\text{SM: } e_v = 2; \text{MM: } e_v = 1).$$

式中归一化频率 $V = ak_0 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为真空中的波数; 特征参量 $U = \sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}$, $W = \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}$; R 为 QDF 弯曲的曲率半径; n_1 、 n_2 分别为 QDF 纤芯和包层的折射率; β 为传播常数, 与模式 (m, n) 有关:

$$\beta_{mn} = k_0 n_1 \left[1 - \frac{2(2\Delta)^{1/2}}{ak_0 n_1} (m + n + 1)\right]^{1/2}. \quad (9)$$

式中 Δ 为光纤的相对折射率差。

实验中光纤弯绕曲率半径 $R = 8 \text{ mm}$, 可算得对 980 nm 单模抽运光产生的宏弯损耗为 $\alpha'_P = 2 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ 。对 1550 nm 的激光, LP_{01} 的宏弯损耗 $\alpha'_{L1} = 0.225 \text{ m}^{-1}$ 。对于高阶的 LP_{11} 、 LP_{12} 、 LP_{21} 、 LP_{31} 等, 损耗很大, 因此, 可以认为光纤绕弯后 QDF 中只剩下基模。对于实验中的 QDF 不绕弯情况(多模), 缠绕曲率半径 $R = \infty$, 则取 $\alpha'_P = 0$, $\alpha'_{L1} = 0$ 。

根据前面的分析, 多模激光输出与单模激光输出的不同主要来自于其重叠因子 Γ 和宏弯损耗 α' 不同。本文主要研究单模, 对于多模情况这里不展开。

4 数值模拟

4.1 单模激光数值模拟

通过对理论模型的分析, 可知抽运波长 λ_P 、粒子数密度 N 、光纤长度 L 、耦合器分光比 C 等参数对激光输出特性都有影响, 即 $P_{out} = P_{out}(\lambda_P, N, L, C)$ 。

为了与实验进行比对, 首先对实验中观测到的激光抽运阈值 P_{th} 进行了详细的数值模拟, 计算得到了激光能级粒子数密度 N_1 、 N_2 、抽运光和激光功率在 QDF 内的变化。然后, 数值模拟了最佳实验条件下的粒子数密度 N 、耦合器分光比 C 对激光输出功率的影响。

数值计算所需的参数与实验一致, 如表 1 所示^[9], 其他参数如表 2 所示, 其中吸收和辐射截面由图 1 给出。表 1 中浓度和分光比取表中的 c_5 和 $C =$

90%，称为实验的“标准条件”，表 2 中跃迁辐射寿命 τ 取 200 ns。

表 1 PbSe 量子点激光的实验条件

Table 1 Experimental conditions of the PbSe QDFL

Parameter	Value
Diameter of PbSe doped fiber core $a / \mu\text{m}$	50
Pumping wavelength λ_P / nm	980
Bending radius R / mm	8
Pumping LD power P_{P0} / mW	68
PbSe doping concentration $c / (\text{mg} \cdot \text{mL}^{-1})$	$c_1 = 2, c_2 = 2.5$ $c_3 = 5, c_4 = 8$ $c_5 = 10$
Diameter of PbSe QD D / nm	5.2
Laser wavelength λ_L / nm	1550
Temperature T / K	300
Length of QDF L / m	0.85
Coupling ratio $C / \%$	85~90

表 2 本文数值计算所需的参数

Table 2 Parameters involved in this paper

Parameter	Value
Pumping absorption cross section $\sigma_{a,P} / \text{m}^2$	1.89×10^{-20}
Pumping emission cross section $\sigma_{e,P} / \text{m}^2$	about 0
Pumping coupling factor Γ_P	0.9
Interface loss factor	$\gamma_1 = 0.3,$ $\gamma_2 = 0.7,$ $\gamma_3 = 0.5$
Pumping background loss in QDF, α_P / m^{-1}	3×10^{-3}
Pumping macro-bending loss in QDF, $\alpha'_P / \text{m}^{-1}$	2×10^{-5} (SM) 0 (MM)
Laser absorption cross section $\sigma_{a,L} / \text{m}^2$	1.64×10^{-20}
Laser emission cross section $\sigma_{e,L} / \text{m}^2$	3.59×10^{-20}
Laser coupling factor Γ_L	0.69 (SM) 0.38 (MM)
Life time / ns	$\tau = 115^*$
Laser background loss in QDF, α_L / m^{-1}	5×10^{-3}
Laser macro-bending loss in QDF, $\alpha'_L / \text{m}^{-1}$	0.225 (SM) 0 (MM)

图 4 给出在不同掺杂浓度下的 1550 nm 单模激光输出功率随抽运功率的变化，其中黑点为实验测量值，曲线为计算值。由图可见，抽运功率较低时，没有激光输出。当抽运功率增大到一定值时，激光突然出现，形成一个明显的拐点（阈值）。计算的阈值与实验观测相当接近。例如，对于 c_5 情形，计算的阈值为 $P_{th} = 22 \text{ mW}$ ，实验阈值为 $P_{th} = 25 \text{ mW}$ 。计算发现，随着量子点浓度的增大，阈值也会增大。当抽运功率继续增大时，输出激光功率呈线性增长，表现出典型的激光现象。在激光功率的线性增长阶段，计算的激光增长的斜率与实验测

量相当接近。计算的激光输出功率略高于实验测量值，当入纤抽运功率 $P_P(0) = 68 \text{ mW}$ 时，计算的激光输出功率 $P_{out} = 7.28 \text{ mW}$ （抽运效率 $\eta \approx 10.7\%$ ），实验的激光功率为 $P_{out} = 6.31 \text{ mW}$ （抽运效率 $\eta = 9.28\%$ ）。计算值略高于实验值的原因，可能是由于实验中量子点掺杂浓度有偏差，或者实验中量子点光纤中存在微气泡，使得实际散射损耗比计算值大所致。

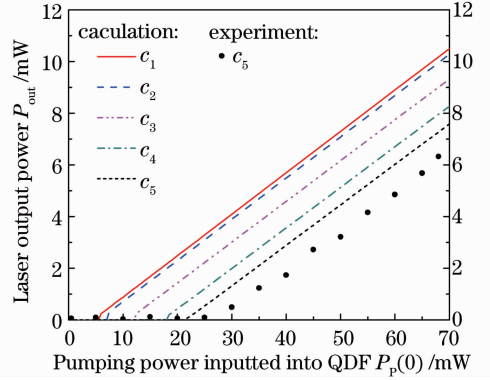
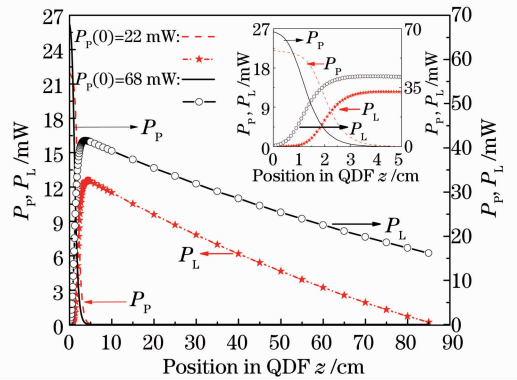


图 4 单模激光输出功率随入纤抽运功率的变化

Fig. 4 Different output powers of single mode laser with the change of pumping power inputted into QDF

图 5、图 6 分别给出了实验标准条件下，计算的人纤抽运功率等于阈值、高于阈值时的抽运功率、激光功率和激光能级粒子数密度在 QDF 中的变化。由图 5 可见，抽运光在 QDF 内很快被 PbSe 量子点吸收，量子点被激励到高能级上，形成受激辐射，激光功率迅速增大。在光纤中较短的距离处 ($z = 3.8 \sim 4.4 \text{ cm}$)，抽运功率几乎全部被吸收，这时激光功率达到最大，分别为 12.55 mW [对于 $P_P(0) = P_{th}$] 和 41.64 mW [对于 $P_P(0) > P_{th}$]。之后，由于基底吸收、宏弯损耗等原因，激光功率逐渐减小。至 QDF

图 5 当入纤抽运功率 $P_P(0) \geq P_{th}$ 时，QDF 中的抽运功率和激光功率沿光纤的变化Fig. 5 Pumping and laser power in QDF as a function of position when $P_P(0) \geq P_{th}$

的末端(B点),激光功率降至最小。

图6从激光能级粒子数上解释了图5中计算得到的光功率的变化情况。由图6可知,在 $z=0$ 处,抽运光功率最大,吸收激励到上能级的粒子数最多,因此 N_2 最大。在QDF较短的位置处,由于抽运光强较强,粒子从基态吸收抽运光能量而激励到上能级的几率很大,于是,激光上能态粒子数密度很高,上下能级粒子数密度比 $N_2/N_1 > 1$ 。随着光纤位置的延长,抽运光被迅速吸收,抽运光强降低,使得粒子从基态激励到上能态的粒子数减少,即使得粒子数密度比 N_2/N_1 减小。计算发现,当粒子数密度比降低到某个值($N_2/N_1 = 0.45$)时,数密度比不再减小并保持稳定。注意到此时虽然激光减弱,但仍有激光,即仍有粒子数反转存在。于是, $N_2/N_1 = 0.45$ 可视为激光上下能级粒子数密度反转的阈值条件。通常的粒子数反转条件为 $N_2/N_1 = \sigma_{a,L}/\sigma_{e,L}$ ^[14],由图1中1550 nm处的截面比,可知 $N_2/N_1 = 0.457$,于是得到解释或印证。

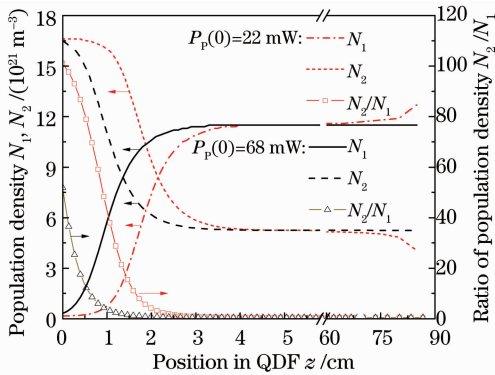


图6 入纤抽运功率 $P_p(0) \geq P_{th}$ 时,激光上下能级粒子数密度沿QDF的变化

Fig. 6 Pumping and laser power in QDF as a function of position when $P_p(0) \geq P_{th}$

图7给出了在实验“标准条件”下,模拟计算的单模激光输出功率 P_{out} 及QDF末端的抽运光功率 $P_p(L)$ 和激光功率 $P_L(L)$ 随掺杂粒子数密度 N 的变化关系。由图可知,当掺杂粒子数密度 N 太低时,没有激光发生。当 $N \geq 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 时,才发生受激辐射,即掺杂密度也有阈值($N_{th} = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$)。

由图7可见,计算的激光功率随掺杂密度的变化呈单峰,峰值功率时掺杂粒子数密度为 $6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$,此时激光器增益最大,输出激光功率最强 $P_{out} = 11.9 \text{ mW}$ 。“标准条件”(c_5)下计算的激光功率与实验测量值相当接近。当粒子数密度高于 $5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 时,无激光输出,即PbSe激光器合适的掺杂粒子数密

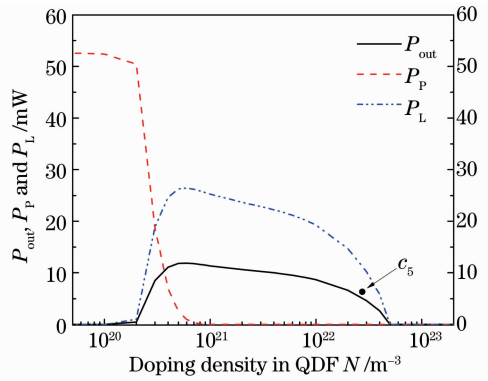


图7 单模激光输出功率 P_{out} ,QDF末端的抽运光功率 $P_p(L)$ 和激光功率 $P_L(L)$ 随掺杂粒子数密度 N 的变化,其中黑点为掺杂浓度 c_5 标准条件下的实验值
Fig. 7 Output power P_{out} , pumping power P_p and laser power P_L at the end of QDF as a function of doping density N , where the black dot is experimental value at the standard condition c_5

度范围应为 $2 \times 10^{20} \sim 5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 。当掺杂密度过高时,由于量子点的吸收作用急剧增大,会使得QDF变为“不透明”。此外,由于量子点之间的库仑作用增大,类似于高浓度铊离子掺杂的“上能级转换效应”增大^[16],这降低了上能级的激光跃迁辐射,甚至使激光突然猝灭。

耦合器输出分光比决定了输出功率占环形腔内循环光功率的比例,从而影响QDF的饱和程度,对输出功率产生很大影响。图8是单模激光输出功率与耦合器分光比 C 关系的数值模拟结果与实验结果的对照,模拟结果与实验^[9]基本吻合。观察不同入纤抽运功率下的曲线变化趋势,可得出该单模激光器最佳分光比为80%~90%(实验结果为85%~

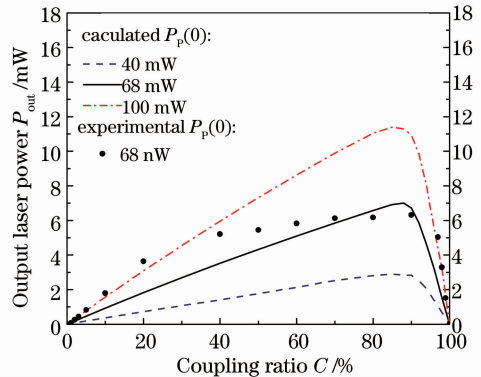


图8 单模激光输出功率 P_{out} 随分光比 C 的变化(对于不同的入纤抽运功率),其中点为实验结果
Fig. 8 Output power of single laser as a function of the coupling ratio for different pumping powers in which the black dots are experimental results

90%)，且 C 最佳取值与抽运光的功率大小无关。

4.2 多模激光数值模拟

对于多模激光，模拟时须改变几个损耗参数和激光重叠因子。按照单模激光的方式对多模激光阈值功率的模拟计算结果如图 9 所示。模拟计算得到多模情况下的阈值功率 $P_{th} = 17 \text{ mW}$ 。在实验“标准条件下”，计算得到激光输出功率 $P_{out} = 14.13 \text{ mW}$ ，抽运效率 $\eta = 22.9\%$ ，略低于实验值。

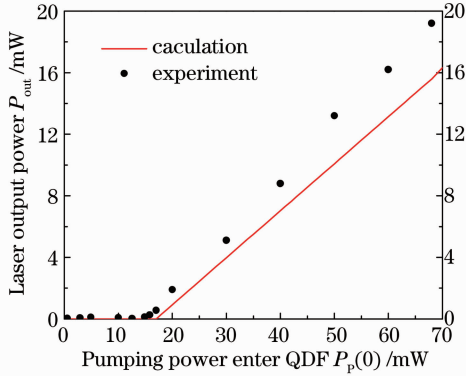


图 9 多模激光输出功率随入纤抽运功率的变化

Fig. 9 Output power of multimode laser as a function of pumping power inputted into QDF

5 结 论

对以 PbSe 量子点光纤掺杂构成的循环腔 1550 nm 激光进行了数值模拟计算。数值模拟的抽运阈值功率、单/多模激光输出功率随抽运功率的变化、单模输出激光功率所需的 PbSe 掺杂浓度、单模激光功率随输出耦合比的变化等，与实验结果基本吻合，证明了所建立的理论模型的可靠性。

通过对 QDF 内的激光功率分布的研究，直观地表达了激光能级粒子数密度的变化，定量给出了 PbSe 量子点光纤激光器中粒子数密度的反转条件： $N_2/N_1 \geq 0.45$ ，该条件与粒子数反转的吸收截面与辐射截面之比相符。计算表明，PbSe 量子点存在掺杂密度阈值，合适的掺杂粒子粒密度范围为 $2 \times 10^{20} \sim 5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 。

参 考 文 献

1 O E Semonin, J M Luther, M C Beard. Quantum dots for next generation photovoltaics [J]. *Materials Today*, 2012, 15(11): 508–515.

2 A Bhardwaj, A Hreibi, W W Yu, *et al.*. Optical fibers doped by semiconductor quantum dots; avenue for new fiber laser sources [C]. 14th International Conference on Transparent Optical Networks, 2012.

3 R D Schaller, M Sykora, J M Pietryga, *et al.*. Seven excitons at a cost of one: redefining the limits for conversion efficiency of photons into charge carriers [J]. *Nano Lett*, 2006, 6(3): 424–429.

4 J Chang, C Liu, J Heo. Optical properties of PbSe quantum dots doped in borosilicate glass [J]. *J Non-Crystalline Solids*, 2009, 355(37-42): 1897–1899.

5 P R Watekar, S Ju, A Lin, *et al.*. Linear and nonlinear optical properties of the PbSe quantum dots doped germano-silica glass optical fiber [J]. *J Non-Crystalline Solids*, 2010, 356(44-49): 2384–2388.

6 A R Bahrapour, H Rooholamini, L Rahimi, *et al.*. An inhomogeneous theoretical model for analysis of PbSe quantum-dot-doped fiber amplifier [J]. *Opt Commun*, 2009, 282(22): 4449–4454.

7 F F Pang, X L Sun, H R Guo, *et al.*. A PbS quantum dots fiber amplifier excited by evanescent wave [J]. *Opt Express*, 2010, 18(13): 14024–14030.

8 C Jiang. Ultrabroadband gain characteristics of a quantum-dot-doped fiber amplifier [J]. *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 2009, 15(1): 140–144.

9 C Cheng, J F Bo, J H Yan, *et al.*. Experimental realization of a PbSe-quantum-dot doped fiber laser [J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 2013, 25(6): 572–575.

10 A L Efros. Interband absorption of light in a semiconductor sphere [J]. *Soviet Physics Semiconductors-Ussr*, 1982, 16(7): 772–775.

11 V I Klimov, A A Mikhailovsky, S Xu, *et al.*. Optical gain and stimulated emission in nano-crystal quantum dots [J]. *Science*, 2000, 290(5490): 314–317.

12 B L Wehrenberg, C Wang, P G Sionnest. Interband and intraband optical studies of PbSe colloidal quantum dots [J]. *J Phys Chem B*, 2002, 106(41): 10634–10640.

13 H Du, C Chen, R Krishnan, *et al.*. Optical properties of colloidal PbSe nanocrystals [J]. *Nano Letts*, 2002, 2(11): 1321–1324.

14 Cheng Cheng, Cheng Xiaoyu. Principle of Optical Fiber Amplification and Optimization Designs of the Devices [M]. Beijing: Science Press, 2011. 60–72.

程 成, 程潇羽. 光纤放大原理及器件优化设计[M]. 北京: 科学出版社, 2011. 60–72.

15 D Marcuse. Curvature loss formula for optical fibers [J]. *J Opt Soc Am*, 1976, 66(3): 216–220.

16 S H Hwang, S G Im, S S Hah, *et al.*. Effects of upconversion nanoparticles on polymerase chain reaction [J]. *Plos One*, 2013, 8(9): e73408.

栏目编辑：王晓琰