

# CdSe/ZnS 量子点非饱和单模光纤激光器的数值建模

程 成 吴寅飞\*

(浙江工业大学激光与光电子技术研究所, 浙江 杭州 310023)

**摘要** 提出了一种新型的光纤激光器——量子点光纤激光器(QDFL)。以 CdSe/ZnS 量子点作为激活增益介质, 基于实验观测到的量子点的吸收和发射谱, 建立了二能级系统的粒子数速率方程和光功率传播方程, 并进行数值求解。应用遗传算法, 以激光输出功率为目标函数, 优化得到了 QDFL 的最佳掺杂浓度、光纤长度、出射镜反射率和抽运光波长。与传统的掺铒光纤激光器相比, QDFL 掺杂的饱和浓度较低、光纤的饱和长度较短、抽运效率更高。当抽运功率为 2 W 时, 模拟计算得到的激光输出功率可达 1.5 W。通过多粒度掺杂, 单波长的 QDFL 可发展为一种新型的多波长激光器。

**关键词** 激光器; 量子点光纤激光; 数值建模; 抽运功率; 输出功率

**中图分类号** TN244 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.1014001

## Numerical Modeling of an Unsaturated Single-Mode Fiber Laser Doped with CdSe/ZnS Quantum Dots

Cheng Cheng Wu Yinfei

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

**Abstract** A novel fiber laser — quantum-dot-doped fiber laser (QDFL) is presented. A two-level system is established based on the observed single-peak photoluminescence of the CdSe/ZnS quantum dot (QD) that is used as the active medium. The optimal parameters (doping concentration, fiber length, reflectivity of output mirror, pump wavelength) of QDFL are determined by solving the rate equations and the power propagation equations in the two-level system, using a genetic algorithm and taking the laser output power as an objective function. Compared with the conventional Nd<sup>3+</sup>-doped fiber laser, QDFL shows a lower saturated doping concentration, a shorter saturated fiber length and a higher pump efficiency. Upon a pump power of 2 W, the simulated laser power of QDFL can reach 1.5 W. Further, such a single-wavelength QDFL can be developed into a novel multi-wavelength laser in multiple sized doped cases.

**Key words** lasers; quantum-dot-doped fiber laser; numerical modeling; pump power; output power

**OCIS codes** 140.3510; 140.3380; 060.3510; 060.2290

## 1 引 言

半导体纳米晶体(量子点)是一种电子运动三维受限的“准零维”纳米材料。由于量子尺寸约束效应,量子点的能级分立并尖锐化,表现出与其尺寸相关联的一系列奇妙的光学、电学和磁学特性,引起了人们的极大兴趣。近年来,量子点在生物医学、医

药、光电子器件和磁介质等领域都有大量的研究和应用,展现出深远的影响和广阔的发展前景<sup>[1,2]</sup>。

量子点的制备可分成几大类,其中一类是分子束外延生长法(MBE),还有一类是化学合成法等<sup>[3,4]</sup>。人们用分子束外延自组织生长的量子点来构成激光器,例如 In(Ga)As/GaAs 激光器。单/多

**收稿日期**: 2011-04-13; **收到修改稿日期**: 2011-05-13

**基金项目**: 国家自然科学基金(60777023)和浙江省自然科学基金(Z407371)资助课题。

**作者简介**: 程 成(1953—),男,博士,教授,主要从事纳米晶体量子点、激光器以及光纤放大器等方面的研究。

E-mail: chengch@zjut.edu.cn(中国光学学会会员号: S040421054S)

\* **通信联系人**。E-mail: wuyinfei@live.com

层 In(Ga)As 量子点膜通过自组织生长在 GaAs 基底上,其发射波长可通过改变材料组份、控制生长条件以及选模等方式来实现。这类激光器在国际上已发展多年,国内也有不少代表性的工作<sup>[5,6]</sup>,目前实现的波长范围在近中红外,尚未到达可见光区域。

用化学方法(例如液相法、超声雾化法、高温熔融法等)制备量子点在近年来得到了迅速发展<sup>[4,7,8]</sup>。化学合成的量子点是胶体,具有单分散性,粒度分布窄,粒径均匀,尺寸可小到 1~6 nm。更重要的是,这类单分散量子点可以像化学分子那样进行操作,掺入到聚合物、玻璃基质、微腔以及光子晶体中,形成掺杂浓度可控的光学介质,这是很大的优势,是外延式自组织生长的量子点办不到的。

在可见光区域,实验已证明,CdSe/ZnS 核/壳结构的量子点具有很强的荧光辐射<sup>[9~11]</sup>。由于 ZnS 外包覆层的作用,该量子点的光学性能和热学性能等都很稳定<sup>[9,12]</sup>。利用 CdSe/ZnS 量子点,采用光纤掺杂和光纤谐振腔的形态,来实现可见光区域的量子点光纤激光振荡,是前人尚未涉及而又十分吸引人的课题。此外,利用量子点辐射波长对尺寸依赖的特点<sup>[1,13]</sup>,适当选取 3 种不同直径的 CdSe/ZnS 量子点,还有可能进一步实现红绿蓝三波长输出的准白光激光,从而构成一种与传统白光激光完全不同的新型激光器。

在实验室实现量子点光纤激光器(QDFL)之前,对 QDFL 进行数值建模是十分必要的。通过数值模拟,人们可以了解 QDFL 的技术潜力,适当配置 QDFL 的运行参量,从而可避免实验的盲目性。本文建立了 CdSe/ZnS 量子点构成的 QDFL 的粒子数速率方程和光功率传播方程,通过数值求解,得到了光纤中的能级粒子数密度分布和光功率分布。应用遗传算法,优化得到了 CdSe/ZnS-QDFL 的最佳运行参量:掺杂浓度、光纤长度、出射镜反射率和抽运光波长等。这些结果为今后在实验室实现 QDFL 提供了有力的参考依据,也为今后人们研制其他种类的 QDFL 提供了方法和思路。

## 2 原理和模型

对量子点光纤(QDF)的制备及其特性的研究,之前课题组已做过较多的实验<sup>[10,11,14]</sup>。图 1 为测得的核直径  $D=4.9$  nm 的 CdSe/ZnS 量子点的吸收和发射光谱<sup>[10]</sup>。由图可见,该量子点的第一吸收峰位于 576 nm(473 nm 处的峰为抽运光),在短波长区有连续的吸收,且吸收截面随波长的减小而增大,

因此,可以在短波长区任选一个抽运波长。本文选抽运波长为 473 nm。辐射峰位于 597 nm,斯托克斯(Stokes)频移为 21 nm。图 2 为测得的 CdSe/ZnS 量子点光纤在不同掺杂浓度下的光致荧光(PL)增益随光纤长度的变化<sup>[11]</sup>,其单程光纤增益可达约 3~4 dB。基于上述实验基础,提出了 QDFL 的原始构想。

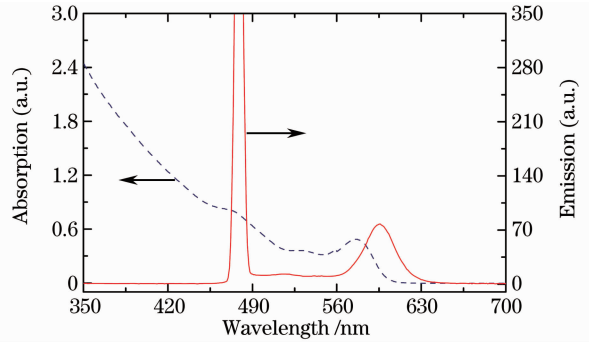


图 1 实测的 CdSe/ZnS 量子点的吸收和发射光谱  
Fig. 1 Measured absorption and PL spectra of the CdSe/ZnS QD

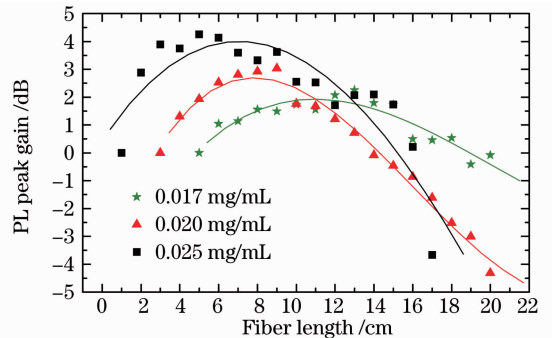


图 2 量子点光纤的 PL 峰值增益随光纤长度的变化  
Fig. 2 PL peak gain of the QDF as a function of fiber length

QDFL 的基本结构如图 3 所示,其中 QDF 为量子点光纤,FBG 为光纤布拉格光栅,LD 为激光二极管,OSA 为光谱仪。抽运光由短波长 LD 产生,导入 QDF 使其中的量子点处于激发态,形成粒子数反转。在 FBG 构成的谐振腔中实现激射振荡,当增益足够大时,可产生激光。激光波长  $\lambda_L$  由 FBG 的反射波长决定,其中  $FBG_1$  对  $\lambda_L$  全反(反射率为

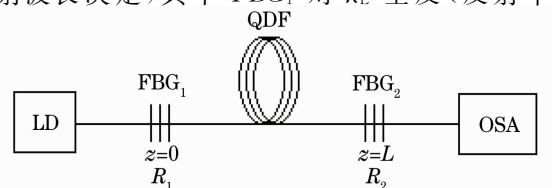


图 3 QDFL 结构示意图

Fig. 3 Schematic diagram of the QDFL

$R_1$ ), FBG<sub>2</sub> 对  $\lambda_L$  部分反射(反射率为  $R_2$ ), 两者对抽运光波长  $\lambda_P$  均为全透。激光从 FBG<sub>2</sub> 输出到 OSA 或功率计。除了特有的量子点光纤, 本文采用的 QDFL 的结构与一般的光纤激光器基本相同。

## 2.1 受激辐射阈值

由于 CdSe 的上能级寿命很短<sup>[15,16]</sup>, 因此, 能否产生受激辐射或受激辐射的条件会不会过于苛刻, 是首先需要研究的问题。

图 4 为 CdSe/ZnS 量子点的能带图<sup>[12]</sup>, 其中  $E_c$  为导带平均能,  $E_v$  为价带平均能,  $\Delta E_g$  为通过实验确定的当温度在 27 °C ~ 100 °C 变化时的带隙移动<sup>[12]</sup>。量子点的荧光辐射主要来自核 CdSe, 带隙约为 1.7 eV, 尺寸依赖的辐射波长覆盖了整个可见区, 外壳 ZnS 对辐射没有影响。

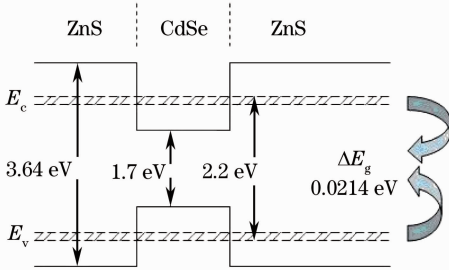


图 4 CdSe/ZnS 量子点的能带图

Fig. 4 Schematic energy bands of the CdSe/ZnS QD

量子点的光学增益取决于其辐射与无辐射之间的竞争。无辐射损失主要来自于多粒子俄歇弛豫(Auger relaxation)<sup>[17]</sup>以及表面捕获。对于有外包覆层的 CdSe/ZnS 量子点, 表面捕获效应已被极大消除, 因此, 无辐射损失主要是俄歇弛豫。只有当受激辐射过程快于无辐射弛豫时, 能级的受激辐射才会产生。Klimov 等<sup>[9,18]</sup>的研究表明, CdSe 量子点的俄歇弛豫时间  $\tau_A \approx \beta r^3$  (其中  $\beta \approx 5 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-3}$ ,  $r$  为量子点半径); 其受激辐射的特征时间

$$\tau_e = \frac{n_r}{Gc} = \frac{4\pi r^3}{3} \frac{n_r}{\xi \sigma_g c}, \quad (1)$$

式中  $n_r$  为折射率,  $G$  为增益系数,  $c$  为光速,  $\sigma_g$  为增益截面,  $\xi = 4\pi N r^3 / 3$  ( $N$  为量子点数密度) 为量子点掺杂体积比。产生受激辐射的必要条件(阈值条件)是  $\tau_e < \tau_A$ , 由(1)式, 阈值条件为

$$\xi > \xi_0 = \frac{4\pi n_r}{3\beta \sigma_g c}. \quad (2)$$

对于半径  $r = 1.3 \text{ nm}$  的 CdSe 量子点, 实验测得增益截面  $\sigma_g \approx 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ <sup>[9]</sup>, 从而可得阈值掺杂体积比  $\xi_0 \approx 0.2\%$ 。只要 CdSe 量子点的掺杂密度达到或超过这个条件, 即能产生受激辐射。对于单分散

的量子点, 因其掺杂浓度可控, 故该阈值条件容易达到。

## 2.2 能级与激励阈值

即使掺杂浓度达到了产生受激辐射的阈值, 但如果抽运阈值功率太大, 则效率很低, 也失去了实际器件研制的必要。因此, 有必要对抽运阈值功率进行估算。

实验观测到 CdSe/ZnS 量子点具有单峰辐射的特点(图 1), 即辐射只在两个能级之间进行。分析图 1 光谱, CdSe/ZnS 量子点的吸收和辐射可被归纳为三能级系统, 如图 5 所示。图中能级 1 表示基态, 能级 2 包含两个精细结构, 对应于图 4 中的第一吸收峰和辐射峰, 能级 3 包含一群能级组, 对应于图 1 中短波长区的连续吸收。

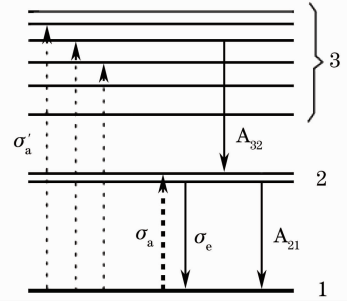


图 5 CdSe/ZnS 量子点的能级示意图

Fig. 5 Energy levels of the CdSe/ZnS QD

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(图 5 虚线所示过程)。能级 2 的粒子通过受激辐射和自发辐射直接跃迁回基态。由于奇偶选择定则, 能级 3 的粒子不能直接通过辐射跃迁回基态, 而是以几率  $A_{32}$  无辐射跃迁到能级 2, 再经辐射跃迁回基态(相应于图 4 中观测到的单峰辐射)。能级 3 到 2 的跃迁几率非常大, 属于带内跃迁, 因此, 能级 3 的粒子将很快跃迁到能级 2, 于是量子点的三能级系统可用二能级近似来描述。

在二能级系统中, 抽运阈值功率为<sup>[19]</sup>

$$P_{th} = \frac{h\nu_P A \sigma_{a,L}}{\Gamma_P \tau (\sigma_{a,P} \sigma_{e,L} - \sigma_{e,P} \sigma_{a,L})}, \quad (3)$$

式中  $\sigma$  为截面,  $\nu$  为频率,  $\Gamma$  为描述光功率在光纤截面上与增益介质间重叠程度的重叠因子,  $\tau$  为上能级寿命,  $A$  为纤芯面积,  $h$  为普朗克常数, 下角标 a 表示吸收(absorption), e 为辐射(emission), P 为抽运(pumping), L 为激光(laser)。CdSe 量子点的吸收截面我们已经由实验测得<sup>[10]</sup>, 或者也可由经验公式确定<sup>[20]</sup>, 发射截面可由实验或 McCumber 关系<sup>[21,22]</sup>确定。

设抽运光均匀入射到纤芯半径  $a = 4.1 \mu\text{m}$  的常规单模光纤中,选抽运光波长  $\lambda_p = 473 \text{ nm}$  (该波长上无辐射,  $\sigma_{e,p} \approx 0$ )、激光波长  $\lambda_L = 597 \text{ nm}$ 、重叠因子  $\Gamma_p = 0.1$ ,已知 CdSe 量子点的上能级寿命  $\tau \approx 8 \sim 11 \text{ ns}$ <sup>[15,16]</sup>,由(3)式可得抽运阈值功率  $P_{th}$  在  $70 \sim 97 \text{ mW}$  之间。注意到  $P_{th} \propto 1/\Gamma_p$ ,在  $\Gamma_p = 1$  的极端情况下,抽运光(单模)全部进入纤芯,此时纤芯中的激励阈值为  $7 \sim 9.7 \text{ mW}$ 。上述十几或几十毫瓦的激励阈值很小,在实验室中容易得到。此外,也

可根据文献[23]中求得的解析解,在出射端的激光功率为零的条件下,得到抽运阈值功率。该阈值功率与谐振腔参量等有关,其量级与(3)式计算的结果相近。由于 CdSe 量子点的截面  $\sigma_{a,p}$  很大(比原子的吸收截面大出  $4 \sim 5$  个量级),因此实际需要的抽运阈值功率其实并不大。

### 2.3 速率方程

在二能级系统中,稳态时的粒子数方程和光功率传播方程为

$$\frac{N_2(z)}{N} = \frac{\frac{\sigma_{a,p}\Gamma_p\lambda_p P_p(z)}{hcA} + \frac{\sigma_{a,L}\Gamma_L\lambda_L [P_L^+(z) + P_L^-(z)]}{hcA}}{\frac{(\sigma_{a,p} + \sigma_{e,p})\Gamma_p\lambda_p P_p(z)}{hcA} + \frac{1}{\tau} + \frac{(\sigma_{a,L} + \sigma_{e,L})\Gamma_L\lambda_L [P_L^+(z) + P_L^-(z)]}{hcA}}, \quad (4)$$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\Gamma_p[\sigma_{a,p}N - (\sigma_{a,p} + \sigma_{e,p})N_2(z)]P_p(z) - \alpha_p P_p(z), \quad (5)$$

$$\pm \frac{dP_L^\pm(z)}{dz} = \Gamma_L[(\sigma_{a,L} + \sigma_{e,L})N_2(z) - \sigma_{a,L}N]P_L^\pm(z) + \Gamma_L\sigma_{e,L}N_2(z)P_0 - \alpha_L P_L^\pm(z), \quad (6)$$

式中  $N_2$  为上能级粒子数密度,  $N$  为总粒子数密度,  $P(z)$  为位置  $z$  处的功率,  $\alpha$  为光纤背景损耗系数,下角标  $P, L$  和  $0$  分别表示抽运光、激光和自发辐射,上角标  $\pm$  表示沿光纤  $z$  正(+)反(-)方向传播,其余符号含义同(3)式。

考虑激光谱线的展宽,(4)~(6)式在计算激光功率时一般当采取对波长的积分,但是,由于激光的谱宽很窄,在模拟计算中用激光中心波长替代波长的分布,从而可对(4)~(6)式作简化,得到其单波长的形式。(6)式中,等号右边第一项是主要的,表示受激吸收和受激辐射。第二项为自发辐射对激光功率的贡献,自发辐射功率可用估算为<sup>[24]</sup>

$$P_0 = 2h\nu\Delta\nu, \quad (7)$$

式中  $\Delta\nu$  为噪声带宽,因子 2 表示自发辐射有两个正交的偏振方向。计算表明,自发辐射的贡献很小,可以忽略。(6)式的第三项为光纤的背景损耗,由于量子点的尺寸很小(远小于入射波长),属于瑞利散射,其损耗远小于吸收损耗,故在具体计算时可忽略散射损耗<sup>[25]</sup>。因此,(6)式右边只剩下第一项,容易写出它的解析解为

$$P_L^+(z) = P_L^+(0)\exp\{\Gamma_L[(\sigma_{a,L} + \sigma_{e,L})N_2(z) - \sigma_{a,L}N]z\} = P_L^+(0)\exp[\Gamma_L(\sigma_{e,L}N_2 - \sigma_{a,L}N_1)z], \quad (8)$$

稳态时,光纤边界(端面)条件为

$$\begin{cases} P_L^+(0) = R_1 P_L^-(0) \\ P_L^-(L) = R_2 P_L^+(L) \end{cases}, \quad (9)$$

给定入射端的抽运光功率  $P_p$ 、QDF 的长度  $L$  以及 FBG 的反射率  $R_1, R_2$  等参数的值,可联立数值求解(4)~(6)式,得到抽运光功率和激励形成的激光功率沿光纤轴向的变化。

### 2.4 吸收/辐射截面

对计算所需的截面数据考虑如下。根据 CdSe/ZnS 量子点的吸收光谱(图 1),可由经验公式估算量子点的核直径  $D$  和第一吸收峰处的摩尔消光系数  $\epsilon$  为<sup>[20]</sup>

$$\begin{cases} D = 1.6122 \times 10^{-9} \lambda_1^4 - 2.6575 \times 10^{-6} \lambda_1^3 + \\ \quad 1.6242 \times 10^{-3} \lambda_1^2 - 0.4277 \lambda_1 + 41.57, \\ \epsilon = 5857D^{2.65} \end{cases}, \quad (10)$$

式中  $\lambda_1$  为波长。相应地,第一吸收峰波长处的吸收截面为

$$\sigma_{a,1} \equiv \frac{\alpha}{N} \equiv \frac{\epsilon C}{N} \equiv \frac{\epsilon}{N_A}, \quad (11)$$

式中  $\alpha$  为吸收系数,  $C$  为浓度,  $N_A$  为阿伏伽德罗常数。在稳态工作时,量子点价带和导带的多重态处于热平衡,因此,可利用 McCumber 关系<sup>[21,22]</sup>,根据量子点的吸收截面的谱分布,求出辐射截面为

$$\sigma_e(\lambda) = \sigma_a(\lambda) \exp\left[\frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right)\right], \quad (12)$$

式中  $\lambda_0$  为辐射强度等于吸收强度时所对应的波长,  $k$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为温度。根据测量的吸收和发射光谱的线形<sup>[10]</sup>,可进一步得到(4)~(6)式中所

需的 4 个截面  $\sigma_{a,P}$ 、 $\sigma_{e,P}$ 、 $\sigma_{a,L}$ 、 $\sigma_{e,L}$ , 计算结果列于表 1。与通常光纤激光器中采用的  $\text{Nd}^{3+}$ 、 $\text{Yb}^{3+}$  离子的截面数据<sup>[23]</sup>相比, CdSe/ZnS 量子点的吸收和辐射截面都要大得多(大 4~5 个量级)。量子点的吸收-辐

射截面很大, 与一个量子点由数百个分子构成这一事实有关, 例如, 对于直径 4.9 nm 的 CdSe/ZnS 量子点, 其中包含的分子数约为 415 个<sup>[19]</sup>。

表 1 计算所需的参数

Table 1 Parameters involved in the computation

Parameter	Value	Parameter	Value
Pump power $P_P/W$	2	Doping concentration $N/m^{-3}$	$(0.001 \sim 10) \times 10^{22}$
Pump wavelength $\lambda_P/nm$	420~560	Fiber length $L/cm$	0.01~100
Laser wavelength $\lambda_L/nm$	597	Radius of the fiber core $a/\mu m$	4.1
Lifetime $\tau/ns$	8~11 <sup>[15,16]</sup>	Reflectivity of FBG <sub>1</sub> $R_1$	0.98
Pumping absorption cross section $\sigma_{a,P}/m^2$	$(2.68 \sim 9.05) \times 10^{-20}$	Reflectivity of FBG <sub>2</sub> $R_2$	0~1
Pumping emission cross section $\sigma_{e,P}/m^2$	$(0 \sim 2.64) \times 10^{-26}$	Pumping overlap factor $\Gamma_P$	0.2
Lasing absorption cross section $\sigma_{a,L}/m^2$	$8.27 \times 10^{-21}$	Lasing overlap factor $\Gamma_L$	0.82
Lasing emission cross section $\sigma_{e,L}/m^2$	$4.92 \times 10^{-20}$	Background loss (for pump) $\alpha_P/m^{-1}$	$3 \times 10^{-3}$
Diameter of the CdSe/ZnS QD $D/nm$	4.9	Background loss (for laser) $\alpha_L/m^{-1}$	$5 \times 10^{-3}$

### 3 数值计算及结果

#### 3.1 激光输出功率的计算

在(9)式的边界(端面)条件下, 联立方程(4)~(6)式并数值求解, 可得 QDFL 中激光功率  $P_L$  随光纤长度的变化, 从而得出激光谐振腔的输出功率为

$$P_{out} = (1 - R_2)P_L^+(L), \quad (13)$$

计算所需的各参数列于表 1, 其中掺杂浓度  $N$ 、光纤长度  $L$ 、出射镜反射率  $R_2$  和抽运光波长  $\lambda_P$  给出的是一个可选范围。

由于(13)式的值与上述的各个参数有关, 因此, 要得到最大的  $P_{out}$ , 需对这些参数匹配进行优化。在实际工作中, 掺杂浓度  $N$ 、光纤长度  $L$ 、出射镜反射率  $R_2$  和抽运光波长  $\lambda_P$  的取值容易被改变, 而其余参数值不便变动。此外, 截面  $\sigma_{a,P}$ 、 $\sigma_{e,P}$  的值与  $\lambda_P$  有关, 重叠因子  $\Gamma_P$  的值可根据抽运光的模斑尺寸和掺杂光纤的纤芯半径来确定(一般在 0.1~0.8 之间)。因此, 选上述  $N$ 、 $L$ 、 $R_2$ 、 $\lambda_P$  为待优化的参数, 将

(13)式改写为

$$P_{out} = F(N, L, R_2, \lambda_P), \quad (14)$$

采用遗传算法对(14)式进行优化: 以待优化参数为基因组成染色体(染色体数量取为 800), 根据目标函数值的大小对各染色体进行评价, 通过选择、交叉、变异等运算操作, 可以找到一组最佳参数值, 使  $P_{out}$  达到最大。上述优化在抽运光功率  $P_P = 2$  W、重叠因子  $\Gamma_P = 0.2$  的条件下进行, 四个待优化参数各自的搜索范围已列于表 1。应用遗传算法时, 宜先用较低的精度进行宽泛搜索, 以便大致确定范围, 然后缩小搜索区域, 提高精度以进一步优化, 这样做既可保证效率, 又可保证精度。遗传算法的具体计算方法和步骤可见文献[18]。

计算表明, 光纤长度  $L$ 、出射镜反射率  $R_2$  和抽运光波长  $\lambda_P$  均存在最佳值, 但掺杂浓度  $N$  已到达搜索范围的上限。当继续扩大  $N$  的搜索范围时(例如选 0.001~100), 其优化结果仍将到达上限, 而更

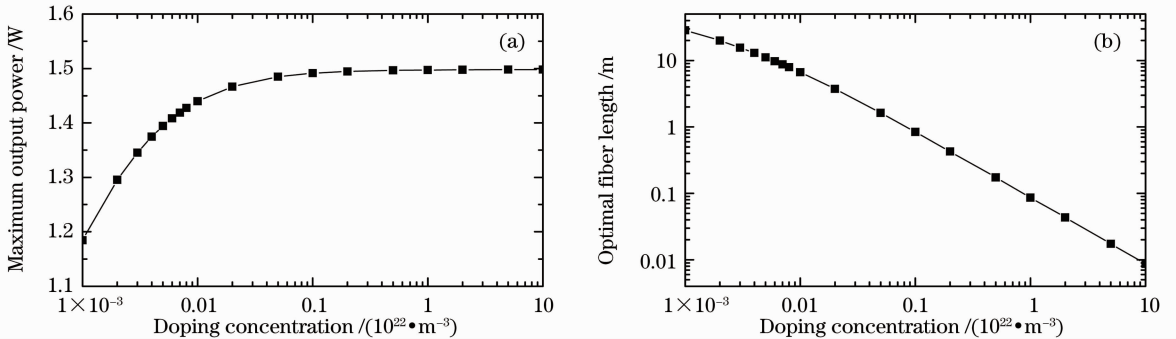


图 6 最大输出功率(a)和最佳光纤长度(b)随掺杂浓度的变化

Fig. 6 Maximum output power (a) and the optimal fiber length (b) as a function of doping concentration



高的掺杂浓度将对应极短的最佳光纤长度,现实意义不大。若在不同的  $N$  值下对  $L$ 、 $R_2$ 、 $\lambda_P$  进行优化,则可考察最大输出功率随掺杂浓度的改变情况,结果示于图 6,其中亦给出了相应的最佳光纤长度。

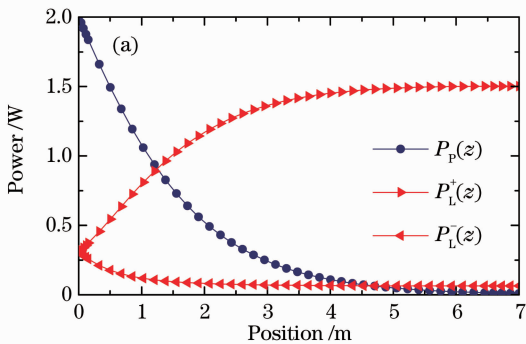
由图 6(a)可见,当掺杂粒子浓度达到  $N_s = 3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  左右时,输出功率趋于饱和,因此,掺杂浓度可以采用低于  $N_s$  的区域。由图 6(b)可见,最佳光纤长度随掺杂浓度的升高而减小,在饱和区,两者呈现反比关系,即  $NL \propto C_s$ ,其中  $C_s$  为饱和常量。由于掺杂浓度在光纤较短区变化比较灵敏,因此可根据实际需要,利用  $N$  与  $L$  的反比关系同时选取合适的掺杂浓度和光纤长度来得到最大的激光功率。本文得到的最佳 QDFL 参数如表 2 所示。

表 2 优化后的 QDFL 参数

Table 2 Parameters of the optimized QDFL

$N / \text{m}^{-3}$	$L / \text{cm}$	$R_2$	$\lambda_P / \text{nm}$	$P_{\text{out}} / \text{W}$
$1 \times 10^{22}$	8.67	0.166	499.5	1.498

除了上述由(4)~(6)式所描述的高掺杂浓度可引起饱和之外,实际上,在高掺杂浓度情况下,量子点还可能出现“能级上转换”效应<sup>[26]</sup>,使得激光振荡的上能级粒子数下降。此外,由于光纤的“二次吸收—辐射”效应<sup>[10,11]</sup>,依赖于掺杂浓度的辐射峰波长的红移现象将变得明显,最大红移量可接近第一吸收峰的半峰全宽(FWHM,约  $20 \text{ nm}^{[14]}$ ),使得激光振荡波长的有效截面  $\sigma_{e,l}$  减小。如果考虑上述两个因素,则在(4)~(6)式中应当加入相应的项,结果将使图 6 中的曲线的上升沿变陡。



对于给定的抽运光强,光纤中所能激励产生辐射的量子点总数是恒定的<sup>[11]</sup>,因此掺杂浓度与光纤长度成反比关系。此外,由图 4 光谱可见,吸收截面  $\sigma_{a,p}$  随抽运光波长  $\lambda_P$  的变小而增大。当  $\lambda_P$  较大时,过小的  $\sigma_{a,p}$  将使量子点对抽运光的吸收效率降低;反之,过大的  $\sigma_{a,p}$  将使抽运光在极短的光纤长度内即被全部吸收,不能继续激活光纤后端的量子点,从而制约了激光增益。因此,抽运光波长存在一个最佳值。

本文采用的直径  $4.9 \text{ nm}$  的 CdSe/ZnS 量子点以及掺杂粒子浓度  $N_s = 3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ,其掺杂体积比正好与(2)式的激励阈值条件  $\xi_0 \approx 0.2\%$  相一致。

### 3.2 与掺铒光纤激光器的比较

对于通常的掺铒光纤激光器(NDFL),其动力学方程亦可用(4)~(6)式来描述,谐振腔结构也与本文的 QDFL 基本相同<sup>[23]</sup>。对 NDFL 的激光及抽运光功率也进行了计算,以便进行比较。为客观计,将两种激光器的抽运光功率  $P_P$ 、纤芯半径  $a$ 、重叠因子  $\Gamma_P$ 、 $\Gamma_L$  以及背景损耗系数  $\alpha_P$ 、 $\alpha_L$  等参数值取成相同(见表 1),而掺杂浓度  $N$ 、光纤长度  $L$ 、出射镜反射率  $R_2$  和抽运光波长  $\lambda_P$  则取表 3 中的值,这样的取值可使两者的输出功率均达到饱和。比较结果如图 7 所示。

表 3 QDFL 与 NDFL 比较中所需的参数

Table 3 Parameters involved in the comparison

Laser	$N / \text{m}^{-3}$	$L / \text{m}$	$R_2$	$\lambda_P / \text{nm}$
NDFL	$2 \times 10^{24}$	7	0.04	808
QDFL	$2 \times 10^{21}$	0.5	0.15	500

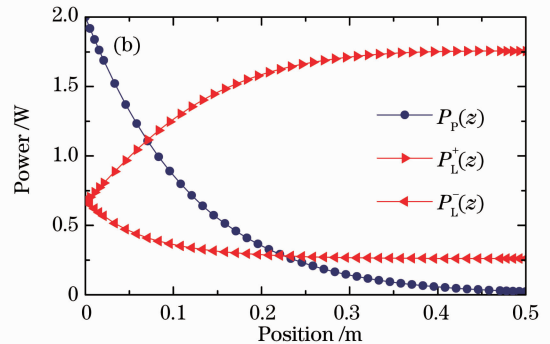


图 7 NDFL(a)和 QDFL(b)的激光与抽运光功率随光纤长度的变化

Fig. 7 Laser and pump powers in NDFL (a) and QDFL (b) as a function of the position along the fiber

由图 7 可见,QDFL 和 NDFL 具有相近的光纤传输的特性,例如,功率随光纤长度的变化都呈指数下降或上升。注意到图 7(b)中激光与抽运光功率之和为常量,这是由于 QDFL 的传输损耗仅由吸收造成,因此,激光功率的增加等于抽运光功率的减少。与 NDFL 相比,QDFL 在较短的光纤长度内即

达到了饱和(增益系数非常高),并且 QDFL 的掺杂浓度远低于 NDFL(低 3 个数量级)。当  $P_P = 2 \text{ W}$  时,QDFL 的输出功率可达  $1.5 \text{ W}$ ,抽运效率高达  $75\%$ 。由(8)式计算的结果与图 7(b)相近,这里不再赘述。

为了深入了解 QDFL 的激光动力学机理,分别

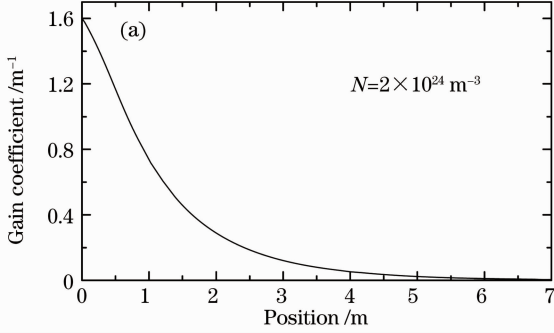
计算了 NDFL 和 QDFL 两种激光器的相对反转粒子数密度,

$$\Delta N = [N_2 - (g_2/g_1)N_1]/N, \quad (15)$$

式中  $g_1$ 、 $g_2$  分别为上下能级的统计权重。对于 CdSe/ZnS 量子点,其统计权重之比未知,但可按如下方法来确定:由(8)式可知,激光增益系数为

$$G = \Gamma_L(\sigma_{e,L}N_2 - \sigma_{a,L}N_1), \quad (16)$$

当  $G = 0$  时,即  $\Delta N = 0$ ,激光功率出现饱和。此时,可得到比值  $N_2/N_1$ ,从而可确定(15)式中  $g_2/g_1$  的



值。由(15)、(16)式,增益系数可写为

$$G = \Gamma_L N \sigma_{e,L} \Delta N, \quad (17)$$

图 8 分别给出了两种激光器的增益系数  $G$  随光纤长度的变化曲线。由图 8 可见,即使 QDFL 的掺杂浓度很低,其增益系数仍比 NDFL 高得多,原因主要是量子点的辐射截面  $\sigma_{e,L}$  远大于铈离子的截面,而相对反转粒子数密度  $\Delta N$  在同一个数量级,因此,使得(17)式的值很大。

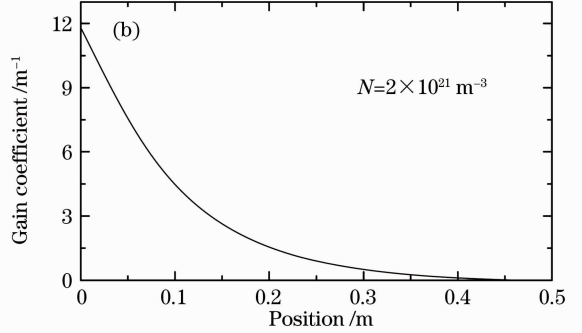


图 8 NDFL (a) 和 QDFL (b) 的增益系数沿光纤长度的变化

Fig. 8 Gain coefficients of NDFL (a) and QDFL (b) as a function of the position along the fiber

### 3.3 抽运效率

将输出激光功率  $P_{out}$  与入射抽运光功率  $P_p$  的比值定义为抽运效率  $\eta$ ,在不同的  $P_p$  值下对  $N$ 、 $L$ 、 $R_2$ 、 $\lambda_p$  进行优化,可得抽运效率和输出功率随抽运功率的改变情况。计算时纤芯半径和背景损耗系数等参数仍取表 1 中的值,结果如图 9 所示。

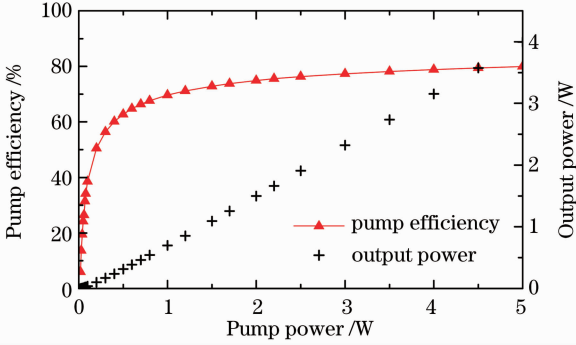


图 9 抽运效率和输出功率随抽运功率的变化

Fig. 9 Pump efficiency and output power as a function of pump power

由图 9 可见,当抽运功率较小时(接近阈值),抽运效率随抽运功率的增大迅速升高。当抽运功率继续增大时(例如到达或超过 2 W),抽运效率升高可达 80%,并趋于饱和。激光输出功率随抽运功率线性增大,其斜率接近 0.8。当抽运功率很大时(例如超过 5 W),纤芯中的功率密度会很大,从而可能会热击穿,对于单模光纤实际上已经失去意义,因此,

本文没有作进一步计算。

QDFL 的出射镜 FBG<sub>2</sub> 对抽运光是全透的。若在出射端增加一个 FBG<sub>3</sub>(对  $\lambda_p$  全反,对  $\lambda_L$  全透),使抽运光返回继续工作,则可提高抽运光的利用效率。图 10 给出了对抽运光返回情形的模拟结果,其中虚线表示单向抽运时的正向激光功率。由图 10 可见,这种情形下的激光功率更大。计算表明,当抽运光重叠因子较大时(例如  $\Gamma_p = 0.2$ ),返回抽运光对输出功率的贡献几乎可以忽略;但当  $\Gamma_p$  很小时(例如  $\Gamma_p = 0.01$ ),抽运光的返回就显得比较重要了。

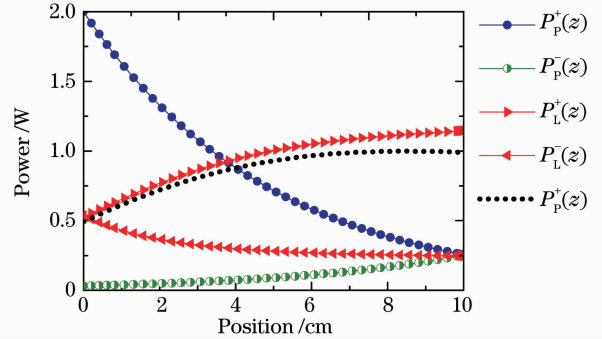


图 10 抽运光返回情形下光功率随光纤长度的变化

Fig. 10 Laser and pump powers as a function of the position along the fiber with pump reflection

### 3.4 温度的影响

QDFL 工作时,由于量子点的吸收截面相当大,因而光纤中抽运光的能量被量子点吸收后,光纤将

发热,使其中的量子点受热膨胀,从而有可能改变其吸收和辐射波长,使得输出功率也将随温度的变化而改变。文献[12]对 CdSe/ZnS 量子点的热稳定性在室温到 373 K 的范围内作了详细的研究,测量确定了由温度升高引起的 CdSe/ZnS 量子点的吸收和辐射峰波长的红移量。当温度从室温提高到 373 K 时,量子点的吸收和辐射峰波长红移分别为 4 和 6 nm。根据这些红移数据,在  $T$  在 300 K~400 K 的温度范围内,重新对掺杂浓度  $N$ 、光纤长度  $L$ 、出射镜反射率  $R_2$  和抽运光波长  $\lambda_p$  等参数进行了优化计算,得到了最大输出功率随纤芯温度的改变情况(如图 11 所示),图 11 中分别给出了抽运功率  $P_p = 1, 2, 5$  W 时的优化结果,其中  $T > 373$  K 时的数据是外推得到的。

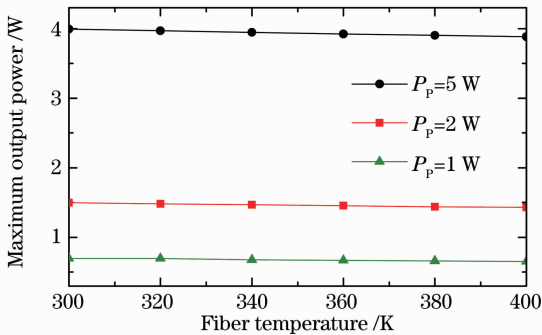


图 11 最大输出功率随纤芯温度的变化

Fig. 11 Maximum output power as a function of the fiber-core temperature

由图 11 可见,当纤芯温度升高时,最大输出功率有所下降,但下降的幅度很小(小于 5%),因此温度的升高对 QDFL 的运行影响很小,可以忽略。由文献[12]可知,由于描述热膨胀系数的 CdSe/ZnS 量子点的 Varshni 系数(的值较小,由热膨胀导致的带隙移动远小于体材料,因此该量子点具有较好的热稳定性,使得 QDFL 在运行过程中可避免受到“热击穿”。

### 3.5 量子点粒度分布的影响

由于量子点有一定的粒度分布和展宽的谱分布,因此,在偏离中心振荡波长处,可能也会有振荡增益。实际上,QDFL 的激射波长取决于谐振腔的布拉格光纤光栅(FBG)。目前,FBG 的增益带宽可以做得很窄(0.1 nm<sup>[19]</sup>),即 FBG 仅对中心波长有高的反射或增益。激射一旦偏离中心波长,FBG 的增益立即下降。因此,在 QDFL 中,如果不调整 FBG 的光栅常数(通过拉伸等方式),只能在一个很窄的波长上得到持续的振荡增益。

## 4 结 论

提出了 CdSe/ZnS 量子点掺杂的光纤激光器(QDFL)。通过数值求解 QDFL 的粒子数速率方程和光功率传播方程,得到了光纤中的光功率分布。应用遗传算法,以激光输出功率为目标函数,根据谐振腔的边界(端面)条件,经过优化计算,得到了 QDFL 的最佳的掺杂浓度、光纤长度、出射镜反射率和抽运光波长。结果表明,激光输出功率与掺杂浓度和光纤长度的乘积有关,当掺杂粒子浓度达到或超过  $3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  时,输出功率趋于饱和。纤芯温度的变化对输出功率的影响很小,QDFL 的热稳定性较好。与传统的掺铒光纤激光器相比,本文提出的 QDFL 掺杂的饱和浓度较低,光纤的饱和长度较短,抽运效率更高。

## 参 考 文 献

- 1 X. Michalet, F. F. Pinaud, L. A. Bentolila *et al.*. Quantum dots for live cells, in vivo imaging, and diagnostics[J]. *Science*, 2005, **307**(5709): 538~544
- 2 V. Wood, V. Bulović. Colloidal quantum dot light-emitting devices[J]. *Nano Rev.*, 2010, **1**(suppl.): 5202
- 3 Q. Wei, Z. Ren, Z. He *et al.*. Evolution of surface morphology and photoluminescence characteristics of 1.3  $\mu\text{m}$  In<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As/GaAs quantum dots grown by molecular beam epitaxy[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2009, **7**(1): 52~55
- 4 Cheng Cheng, Jiang Huilu, Ma Dewei. PbSe quantum dot-doped sodium-aluminum-borosilicate glass fabricated by a melting method [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(2): 0216005  
程 成, 江慧绿, 马德伟. 熔融法制备 PbSe 量子点纳硼铝硅酸盐玻璃[J]. *光学学报*, 2011, **31**(2): 0216005
- 5 C. Y. Huang, T. S. Huang, C. Y. Cheng *et al.*. Three-band white light-emitting diodes based on hybridization of polyfluorene and colloidal CdSe/ZnS quantum dots[J]. *Phot. Technol Lett.*, 2010, **22**(5): 305~307
- 6 Ji Haiming, Cao Yulian, Yang Tao *et al.*. Characteristic study of maximum modal gain of p-doped 1.3  $\mu\text{m}$  InAs/GaAs quantum dot lasers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(3): 1896~1900  
季海铭, 曹玉莲, 杨 涛等. p 型掺杂 1.3  $\mu\text{m}$  InAs/GaAs 量子点激光器的最大模式增益特性的研究[J]. *物理学报*, 2009, **58**(3): 1896~1900
- 7 <http://www.oceannanotech.com>, 2011-04-06
- 8 <http://www.qds.net.cn>, 2011-04-06
- 9 V. I. Klimov, A. A. Mikhailovsky, S. Xu *et al.*. Optical gain and stimulated emission in nanocrystal quantum dots[J]. *Science*, 2000, **290**(5490): 314~317
- 10 Cheng Cheng, Zeng Feng, Cheng Xiaoyu. Photoluminescence spectra of CdSe/ZnS-quantum dot doped fiber with high doping concentrations [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(10): 2698~2704  
程 成, 曾 风, 程潇羽. 较高掺杂浓度下 CdSe/ZnS 量子点光纤致荧光光谱[J]. *光学学报*, 2009, **29**(10): 2698~2704
- 11 C. Cheng, X. F. Peng. Spectral characteristics of a quantum-dot (CdSe/ZnS)-doped fiber in low concentrations [J]. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 2009, **27**(10): 1362~1368
- 12 C. Cheng, H. Z. Yan. Bandgap of the core-shell CdSe/ZnS nanocrystal within the temperature rang 300~373 K[J]. *Physica E*, 2009, **41**(5): 828~832



- 13 Tang Naiyun, Chen Xiaoshuang, Lu Wei. The effect of size distribution on photoluminescence of excited states from InAs/GaAs quantum dots[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(12): 5855~5860  
汤乃云, 陈效双, 陆 卫. 尺度分布对量子点激发态发光性质的影响[J]. *物理学报*, 2005, **54**(12): 5855~5860
- 14 Cheng Cheng, Lin Yanguo, Yan Jinhua. Red shift of photoluminescence spectrum of CdSe/ZnS-quantum-dot doped fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(4): 0406002  
程 成, 林彦国, 严金华. CdSe/ZnS 量子点光纤光致荧光光谱的红移[J]. *光学学报*, 2011, **31**(4): 0406002
- 15 B. Farrow, P. V. Kamat. CdSe quantum dot sensitized solar cells. shuttling electrons through stacked carbon nanocups[J]. *J. Am. Chem. Soc.*, 2009, **131**(31): 11124~11131
- 16 H. Gong, Z. Zhou, H. Song *et al.*. The influence of surface trapping and dark states on the fluorescence emission efficiency and lifetime of CdSe and CdSe/ZnS quantum dots [J]. *J. Fluoresc.*, 2007, **17**(6): 715~720
- 17 V. I. Klimov. Optical nonlinearities and ultrafast carrier dynamics in semiconductor nanocrystals[J]. *J. Phys. Chem. B*, 2000, **104**(26): 6112~6123
- 18 V. I. Klimov, A. A. Mikhailovsky, D. W. McBranch *et al.*. Quantization of multiparticle Auger rates in semiconductor quantum dots[J]. *Science*, 2000, **287**(5455): 1011~1013
- 19 Cheng Cheng, Cheng Xiaoyu. Optical Fiber Amplifier and Optimization Designs of the Devices[M]. Beijing: Science Press, 2011  
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
- 20 W. W. Yu, L. H. Qu, W. Z. Guo *et al.*. Experimental determination of the extinction coefficient of CdTe, CdSe, and CdS nanocrystals[J]. *Chem. Mater.*, 2003, **15**(14): 2854~2860
- 21 D. E. McCumber. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra [J]. *Phys. Rev.*, 1964, **136**(4A): A954~A957
- 22 Li Maohe, Hu Hefang, Qi Changhong. A method to calculate the emission cross section of rare-earth ions[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(5): 626~629  
李毛和, 胡和方, 祁长鸿. 一种稀土离子发射截面的计算方法[J]. *光学学报*, 2001, **21**(5): 626~629
- 23 I. Kelson, A. A. Hardy. Strongly pumped fiber lasers[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1998, **34**(9): 1570~1577
- 24 C. R. Giles, E. Desurvire. Modeling erbium-doped fiber amplifiers[J]. *J. Lightwave Tech.*, 1991, **9**(2): 271~283
- 25 C. Cheng, H. Zhang. Characteristics of bandwidth, gain and noise of a PbSe quantum dot-doped fiber amplifier[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **277**(2): 372~378
- 26 Y. Kimura, M. Nakazawa. Gain characteristics of erbium-doped fiber amplifiers with high erbium concentration [J]. *Electron. Lett.*, 1992, **28**(15): 1420~1422
- 27 O. Svelto. Principles of Lasers[M]. New York: Plenum Press, 1998. 41~64