

# 掺钕保偏光纤激光器的研究<sup>\*</sup>

任广军<sup>†</sup> 张 强 王 鹏 姚建铨

(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;  
天津大学光电信息科学技术教育部重点实验室, 天津 300072)  
(2006 年 10 月 26 日收到, 2006 年 11 月 22 日收到修改稿)

对掺钕光纤激光器输出功率沿光纤的分布以及不同光纤长度下抽运功率和输出功率沿光纤的分布进行了数值模拟. 以 808 nm 半导体激光器为抽运源, 掺钕双包层保偏光纤为增益介质, 对保偏光纤激光器进行了探索性的实验研究. 分别就光纤不同弯曲形状和弯曲半径对激光器输出功率指标和偏振特性的影响进行了研究, 实验中发现 1060 nm 和 1092 nm 处有两个峰值. 在波长 1060 nm 处得到了 7.35 W 的连续偏振激光输出, 斜率效率为 58.3%.

关键词: 激光技术, 光纤激光器, 掺钕保偏光纤, 偏振

PACC: 4225J, 4255N

## 1. 引 言

光纤激光器以其效率高、阈值低、线宽窄、可调谐和结构紧凑等优点受到了普遍关注, 从 20 世纪 90 年代开始, 俄罗斯、英国、美国、法国和日本等发达国家的一些大学和公司的研究机构, 先后对光纤激光器进行了大量的研究. 早期的研究大都集中在掺  $\text{Nd}^{3+}$  的光纤激光器上, 近年来包层抽运技术在  $\text{Yb}^{3+}$ 、 $\text{Tm}^{3+}$ 、 $\text{Er}^{3+}$ - $\text{Yb}^{3+}$  和  $\text{Tm}^{3+}$ - $\text{Ho}^{3+}$  等稀土元素的光纤激光器中也得到广泛应用<sup>[1-5]</sup>.

理想的标准单模光纤具有良好的几何圆对称性, 因而所传输的基模  $\text{HE}_{11}$  是两正交模式的二重简并模式. 在实际光纤中由于缺陷的存在, 这种二重简并被破坏而引起模态双折射. 为了在标准单模光纤中维持模的偏振, 就需要将双折射引入到光纤中, 使  $\text{HE}_{11}^x$  和  $\text{HE}_{11}^y$  两模式的有效折射率不同, 两正交模式的传播常数  $\beta_x$  与  $\beta_y$  差别增大, 两模式耦合概率减小. 如果光在光纤一个光轴平行的方向上被线性偏振, 那么光将维持其偏振态在光纤中进行传输, 由此可制成双包层保偏光纤<sup>[6]</sup>. 双包层保偏光纤主要结构有熊猫型光纤、领结型光纤、椭圆包层型光纤、椭圆芯光纤等. 通常, 人们采用保偏光纤和附加的偏振器件共同作用, 或者在光纤上刻蚀 bragg 光栅作为偏

振选择元件的手段来实现保偏光纤激光器, 对于直接利用双包层掺杂保偏光纤实现保偏光纤激光器, 仅有 Upendra 等人对 LMA-PM 光纤实现保偏光纤激光输出进行了研究, 此类研究在国内尚属空白, 因而对这方面的研究具有积极的意义<sup>[7-12]</sup>. 本文利用熊猫型双包层掺钕保偏光纤为增益介质, 对光纤激光器进行了数值模拟, 并对保偏光纤激光器及其输出激光的偏振特性进行了实验研究, 制成了保偏光纤激光器.

## 2. 光纤激光器数值模拟和分析

如图 1 所示为光纤激光器的理论模型. 设光纤长度为  $L$ , 纤芯掺杂  $\text{Nd}^{3+}$  离子的浓度为  $N$ . 抽运光从  $z=0$  处耦合入光纤内包层, 沿内包层正向传播, 在到达  $z=L$  处经输出镜反射后再反向传播, 分别用  $P_p^+(z)$  和  $P_p^-(z)$  表示沿正反两个方向传播的抽运光的功率分布函数,  $P_s^+(z)$  和  $P_s^-(z)$  表示沿正反两个方向传播的运转光的功率分布函数,  $R_1$  和  $R_2$  分别为前端镜和后端镜对运转光的反射率,  $R_3$  为后端镜对抽运光的反射率<sup>[13-15]</sup>.

对于掺  $\text{Nd}^{3+}$  双包层光纤, 在抽运光的作用下,  $\text{Nd}^{3+}$  离子基态  $E_1$  上的粒子被抽运到能级  $E_2$  上, 受激吸收跃迁概率为  $W_{12}$ , 在未形成粒子数反转之前,

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10474071)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20040056010)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: rgl1@eyou.com

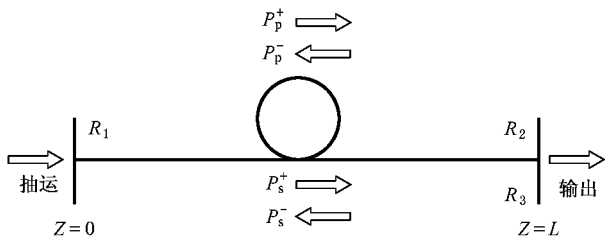


图 1 光纤激光器简化示意图

能级  $E_2$  上的粒子将主要以自发跃迁  $A_{21}$  无辐射跃迁  $S_{21}$  等方式返回基态  $E_1$ . 在抽运光足够强的情况下, 粒子抽运到能级  $E_2$  上的速率足够高, 就可能形成粒子数反转, 此时, 在能级  $E_1$  和能级  $E_2$  间的受激辐射和受激跃迁 ( $W_{21}$  和  $W_{12}$ ) 将占绝对优势. 以  $N_1$  和  $N_2$  分别代表处于能级  $E_1$  和能级  $E_2$  上的粒子数密度, 则各能级粒子密度随时间变化的方程为<sup>[16-18]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= W_{12}N_1 - N_2(W_{21} + A_{21} + S_{21}), \\ N_1 + N_2 &= N_0. \end{aligned} \quad (1)$$

由于  $S_{21} \ll A_{21}$ ,  $S_{21} \ll W_{21}$ , 所以  $S_{21}$  可忽略不计,  $W = \sigma\nu N$ , 其中  $\sigma$  对应于受激发射截面或受激吸收截面,  $N$  表示光子数密度,  $\nu$  表示工作物质中的光

速, 则  $N = \frac{P}{h\nu s}$ ,  $s$  为横截面. 抽运光的光子数密度为  $N_p = \frac{\Gamma_p}{h\nu_p v_p A} (P_p^+(z) + P_p^-(z))$ , 运转光的光子数密度为  $N_s = \frac{\Gamma_s}{h\nu_s v_s A} (P_s^+(z) + P_s^-(z))$ , 由于  $A_{21} = \frac{1}{\tau}$ , 所以上能级粒子密度随时间的变化为

$$\begin{aligned} \frac{dN_2(z)}{dt} &= \left( \frac{\Gamma_p \sigma_{ap}}{h\nu_p} \right) \frac{(P_s^+(z) + P_s^-(z))}{A} \\ &\quad \times (N_0 - N_2(z)) \\ &\quad + \left( \frac{\Gamma_s \sigma_{as}}{h\nu_s} \right) \frac{(P_s^+(z) + P_s^-(z))}{A} \\ &\quad \times (N_0 - N_2(z)) \\ &\quad - \left( \frac{\Gamma_s \sigma_{es}}{h\nu_s} \right) \frac{(P_s^+(z) + P_s^-(z))}{A} \\ &\quad \times N_2(z) - \frac{N_2(z)}{\tau}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, 耦合系数  $\Gamma_p$  约等于纤芯面积与内包层面积之比, 功率填充系数  $\Gamma_s$  根据双包层光纤的纤芯尺寸和运转光波长来定.

当抽运激励维持较长时间, 整个系统处于稳定状态, 每个能级的粒子密度将稳定在某个动态平衡值, 即  $\frac{dN_2(z)}{dt} = 0$ , 由此得

$$\frac{N_2(z)}{N_0} = \frac{\frac{(P_p^+(z) + P_p^-(z)) \sigma_{ap} \Gamma_p}{h\nu_p A} + \frac{(P_s^+(z) + P_s^-(z)) \sigma_{as} \Gamma_s}{h\nu_s A}}{\frac{(P_p^+(z) + P_p^-(z)) \sigma_{ap} \Gamma_p}{h\nu_p A} + \frac{1}{\tau} + \frac{(P_s^+(z) + P_s^-(z)) (\sigma_{as} + \sigma_{es}) \Gamma_s}{h\nu_s A}}, \quad (3)$$

式中  $A$  为纤芯截面积,  $\nu_p, \nu_s$  分别为抽运光频率和运转光频率,  $\sigma_{ap}$  为抽运光吸收截面,  $\sigma_{as}$  为运转光吸收截面,  $\sigma_{es}$  为运转光发射截面.

光纤中信号的传播特性可由下式来描述<sup>[5]</sup>:

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = g(z)P_s^\pm(z) - \alpha_s P_s^\pm(z), \quad (4)$$

式中  $P_s(z)$  表示信号功率, 正负号分别表示与  $Z$  轴同向和反向,  $\alpha_s$  为信号光损耗系数.  $g(z)$  为信号光的增益系数, 由  $g(z) = \Gamma_s [N_2(z)\sigma_{es} - N_1(z)\sigma_{as}]$  可得

$$g(z) = -\Gamma_s [\sigma_{as} N_0(z) - (\sigma_{as} + \sigma_{es}) N_2(z)],$$

代入上式得

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = -\Gamma_s [\sigma_{as} N_0(z) - (\sigma_{as} + \sigma_{es}) N_2(z)]$$

$$\times P_s^\pm(z) - \alpha_s P_s^\pm(z). \quad (5)$$

同理可得到抽运光的传播特性表达式

$$\begin{aligned} \pm \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} &= -\Gamma_p [\sigma_{ap} N_0(z) - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) N_2(z)] \\ &\quad \times P_p^\pm(z) - \alpha_p P_p^\pm(z). \end{aligned} \quad (6)$$

(5)(6) 式联立构成微分方程组, 边界条件为

$$P_s^+(0) = R_1 P_s^-(0),$$

$$P_s^-(L) = R_2 P_s^+(L),$$

$$P_p^-(0) = R_3 P_p^+(L).$$

借助于 MATLAB 软件可求得该方程组的数值解. 通过改变方程中某个参量的值可分析该参量与激光器最终输出功率的关系.

计算中所用到的光纤激光器的参数见表 1.

表 1 掺  $\text{Nd}^{3+}$  双包层光纤激光器参数表

$\lambda_p/\text{nm}$	808	$v/(\text{m/s})$	$2 \times 10^8$
$\lambda_s/\text{nm}$	1060	$\tau/\text{s}$	$0.34 \times 10^{-3}$
$\sigma_{as}/\text{cm}^2$	$1.4 \times 10^{-23}$	$R_1$	0.98
$\sigma_{es}/\text{cm}^2$	$2.9 \times 10^{-20}$	$R_2$	0.04
$\sigma_{ep}/\text{cm}^2$	$2.5 \times 10^{-20}$	$R_3$	0.04
$\sigma_{ap}/\text{cm}^2$	$2.5 \times 10^{-20}$	$\Gamma_s$	0.82
$A/\text{cm}^2$	$1.96 \times 10^{-7}$	$\Gamma_p$	$16 \times 10^{-4}$
$N/\text{cm}^{-3}$	$4.33 \times 10^{19}$	$n_1$	1.45
$\alpha_s$	$5 \times 10^{-5}$	$n_2$	1.474
$\alpha_p$	$3 \times 10^{-5}$		

图 2 是抽运功率  $P_p^+(0) = 20 \text{ W}$  光纤长度  $L$  为 20 m 时抽运功率及光纤激光功率沿光纤分布的理论曲线。

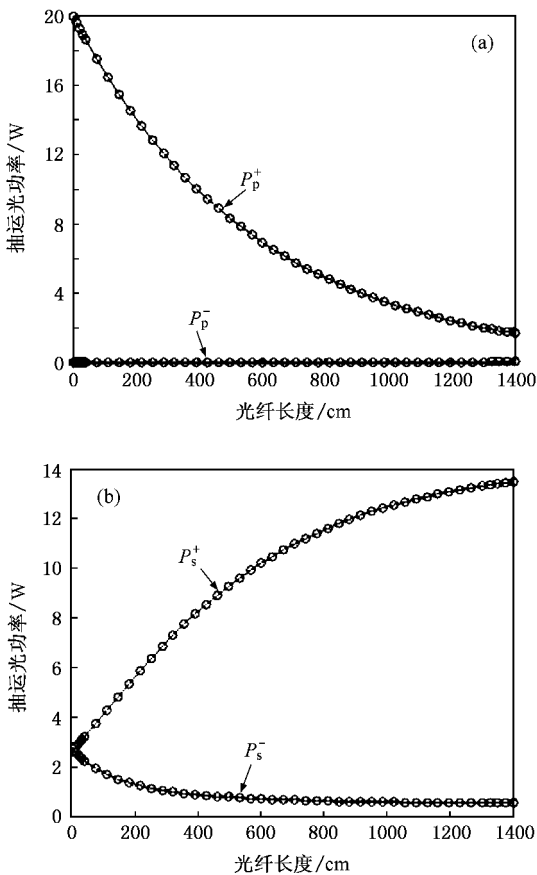


图 2 (a) 抽运功率沿光纤的分布曲线 (b) 信号光沿光纤的功率分布曲线

图 3 是抽运功率  $P_p^+(0) = 20 \text{ W}$  光纤长度  $L$  为 10 m, 14 m, 18 m, 20 m, 24 m, 32 m, 40 m 和 50 m 时的抽运功率及光纤激光功率沿光纤分布的理论曲线。从图中可以看出, 当  $L$  改变时, 对正向传播的抽运光功率的分布几乎没有影响, 由于光纤端面的 Fresnel 反射率为 4%, 所以反射回光纤内的抽运光

很少, 当光纤长度足够长时 ( $> 30 \text{ m}$ ), 反向传输的抽运光可以忽略。当光纤长度在  $< 10 \text{ m}$  的范围内变化时, 正向传播的激光在光纤内的功率分布曲线随  $L$  变化比较显著, 在  $z = 0$  处, 对应光纤长度的增加, 信号光强度增大, 当光纤长度增大到 20 m 时, 强度达到最大, 光纤长度继续增大, 功率反而下降。可见在 20 m 附近存在一个最佳的光纤长度值使得运转光在  $z = 0$  处有最大的强度。而当光纤长度大于 10 m 时, 运转光的分布曲线基本相同, 为实现输出功率达到最大, 光纤长度存在最佳值, 对应于表 1 的参数, 从图中可获得对应 20 W 入纤功率, 最佳光纤长度为 15 m。

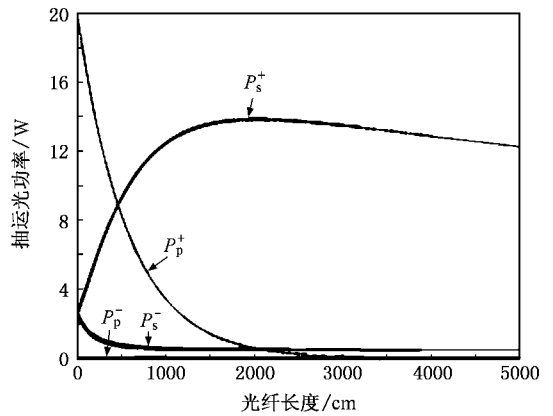


图 3 不同光纤长度下抽运功率及运转光功率沿光纤的分布曲线

### 3. 实验装置

保偏光纤激光器的实验装置如图 4 所示, 增益光纤为掺铈的双包层熊猫型保偏光纤(纤芯直径为  $5 \mu\text{m}$ , 掺  $\text{Nd}^{3+}$  离子, 内包层直径为  $125 \mu\text{m}$ ), 长度为 14 m, 二色镜(对 808 nm 的抽运光高透, 对 1060 nm 的信号光高反)和垂直切割的光纤端面(4% 的菲涅耳反射)构成 F-P 光学谐振腔。抽运源为带尾纤输出的多模大功率半导体激光器(LD), 输出中心波长 808 nm, 泵光经透镜组准直、聚焦后经二色镜耦合进入双包层保偏光纤, 激光器的输出光谱特性使用 86142B 型光谱仪探测, 输出功率用功率计测量。在输出端用格兰·泰勒棱镜作为检偏镜测量输出激光的偏振度。偏振度的定义式为

$$\text{DOP} = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}$$

其中,  $P_{\max}$  和  $P_{\min}$  分别为光透过偏振器的最大功率和最小功率。实验测量时, 把格兰·泰勒棱镜放在光纤激光器的输出端, 通过对输出激光进行准直能够

进入检偏镜内,旋转检偏镜同时在光功率计上观察输出光的功率.当旋转检偏镜一周时,会出现两次最大值和两次最小值,分别记下光功率计的两个最大

读数  $P_{max1}$  和  $P_{max2}$  和两个最小读数  $P_{min1}$  和  $P_{min2}$ ,计算出  $P_{max} = (P_{max1} + P_{max2})/2$  和  $P_{min} = (P_{min1} + P_{min2})/2$  带入上式计算出偏振度.

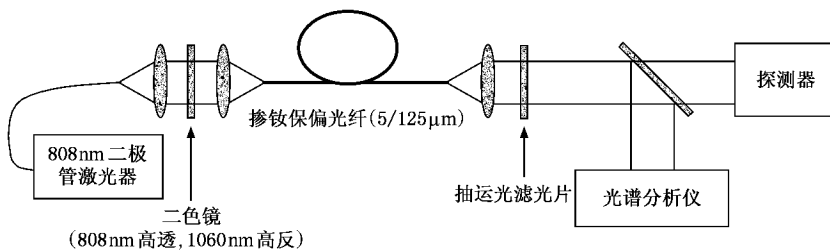


图 4 双层保偏光纤激光器实验结构

### 4. 实验结果与分析

808 nm 激光正好对应于掺钕光纤中  $Nd^{3+}$  离子的吸收峰,因而我们采用峰值波长为 808 nm 带尾纤输出的半导体激光器作为抽运源.此抽运激光器的

内包层的功率随抽运电流的变化曲线如图 5 所示.

当抽运功率增加时,在光纤输出端可以看到输出激光的光谱如图 6 所示,其发射峰为 1060 nm.继续增加抽运功率,当抽运电流为 8.3 A 时,可以观察到第二个激光峰,其中心波长为 1092 nm,图中所示为光纤吸收的抽运功率为 2.25 W 时的激光输出光谱,其光谱的细微结构如图 7 所示.其细微结构中的多个峰应为不同纵模光谱结构的体现.

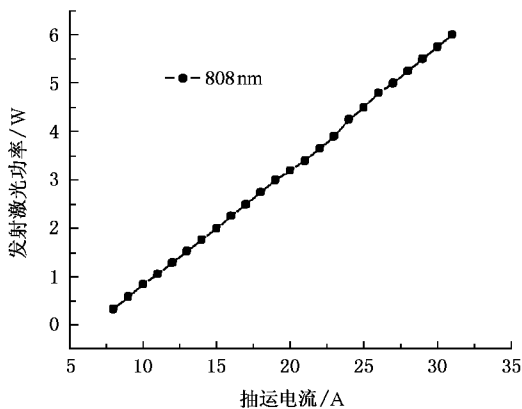
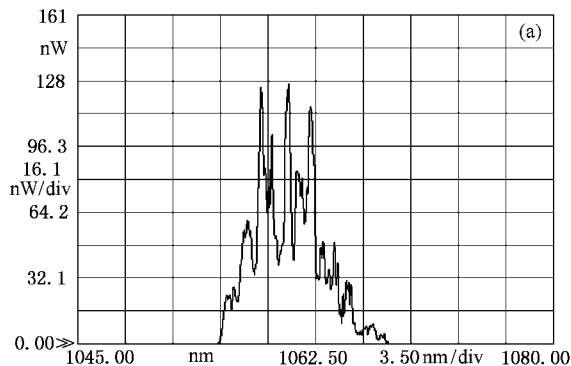


图 5 光纤激光器入纤功率曲线图



阈值电流为 6 A,最大输出功率为 24 W.进入到光纤

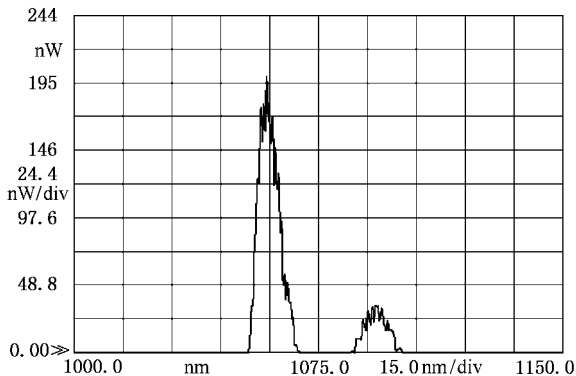


图 6 保偏光纤激光器输出光谱图

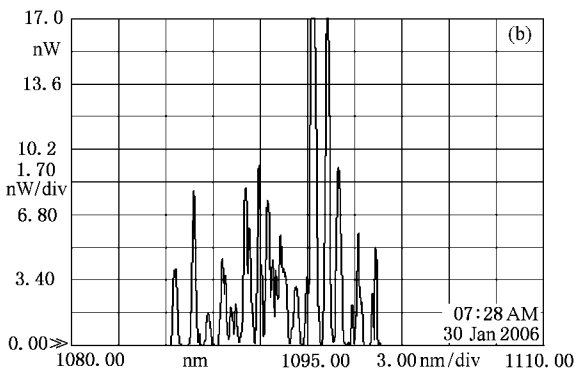


图 7 双层保偏光纤激光器光谱细微结构图 (a)1060 nm 波段细微光谱结构图 (b)1092 nm 波段细微光谱结构

为检验不同光纤弯曲形状对激光器输出功率的影响,我们对比了圆形缠绕与肾型缠绕的激光器输出功率,结果如图 8 所示.可以看到,两种情况下的功率指标区别不大,但输出激光的偏振度有较大区别,如图 9 所示.这说明保偏光纤的弯曲状态对输出激光偏振态的影响较为明显,肾型缠绕时相应的输出激光的偏振程度较大.

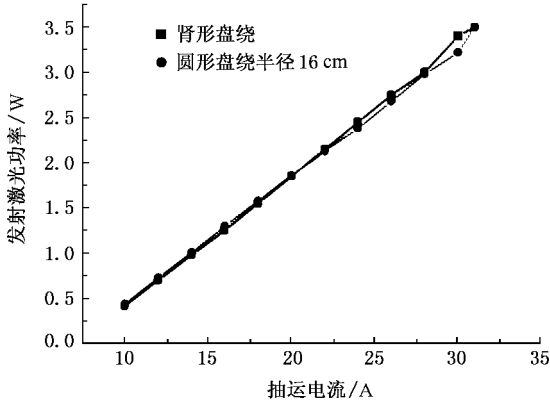


图 8 光纤激光器输出功率曲线图

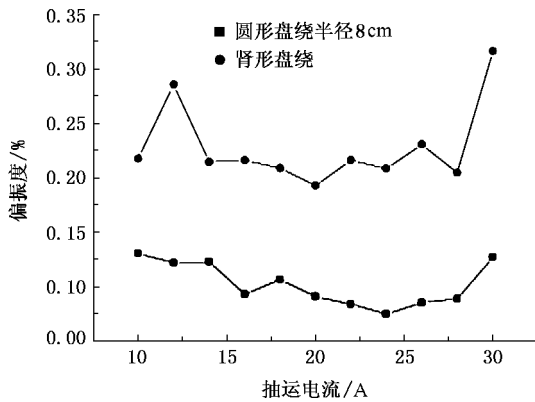


图 9 不同弯曲形状下输出激光偏振程度比较

更换抽运源,在抽运电流为 38 A,入纤功率为 14 W 时,获得最大激光输出 7.35 W.同时,我们对比了圆形缠绕时不同光纤弯曲半径对激光输出功率的影响,结果如图 10 所示.可以看出,光纤缠绕直径越小,其输出功率越高,说明改变弯曲尺寸可改善对抽运光的吸收,提高抽运效率.两种弯曲情况下的激光偏振程度比较由图 11 给出,可知缠绕半径越小,其输出激光的偏振程度越高.

在双包层光纤的内包层中传播的抽运光以折线方式反复穿越纤芯并被纤芯掺杂介质吸收,将纤芯中掺杂元素的原子抽运到上能级,然后通过跃迁产生自发辐射光,再通过谐振腔的选频及振荡放大而

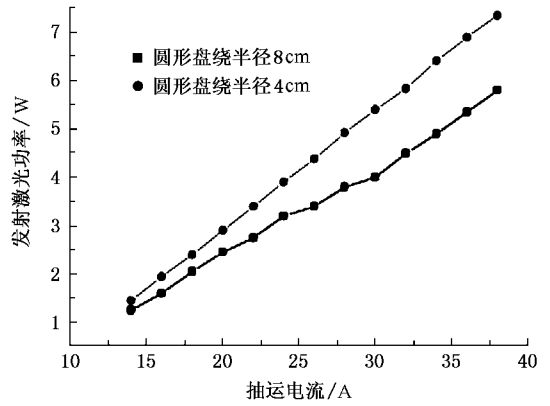


图 10 不同缠绕半径光纤输出功率曲线图

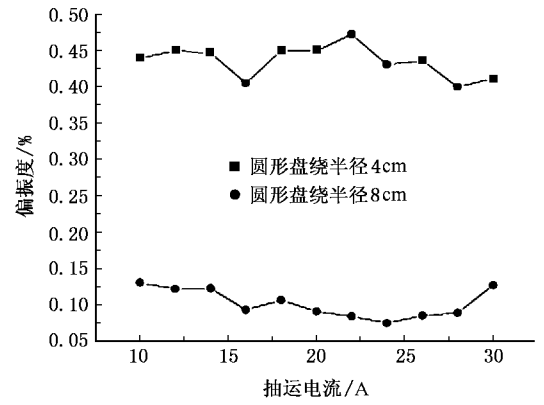


图 11 不同缠绕半径下输出激光偏振程度图

产生激光输出.但由于对称圆形内包层中存在大量螺旋光,这些光在内包层的多次反射过程中始终不经过纤芯,因而降低了纤芯对抽运光的吸收率.虽然熊猫型保偏光纤的内包层在制造过程中改变了它的折射率分布,在一定程度上打破了其圆对称性,但实际上还存在一定的螺旋光不能被纤芯中的掺杂离子所吸收,通过弯曲光纤可以减少螺旋光,使通过纤芯的抽运光增多,提高了对抽运光的吸收效率.因此在实验中减小光纤的缠绕直径提高了铒离子对抽运光的吸收效率,从而提高了输出激光的功率.当然光纤的缠绕直径并不是越小越好,当小到一定程度时,将会有部分光泄漏出去,造成光纤的弯曲损耗,因此必须控制好光纤缠绕直径的大小,保证较高的抽运吸收效率.

### 5. 结 论

本文从铒离子能级跃迁出发推导了耦合波方程,利用 MATLAB 对掺铒光纤激光器的抽运和输出

特性进行了数值模拟,以掺钕双包层保偏光纤为增益介质,利用 F-P 腔对保偏光纤激光器进行了实验研究.实验中发现了 1060 nm 和 1092 nm 处两个峰值,得知保偏光纤激光器输出激光的偏振程度受到

光纤的缠绕方式和缠绕半径的影响,缠绕半径越小,其相应输出激光的偏振程度越大.在波长 1060 nm 处得到了 7.35 W 的连续偏振激光输出,斜率效率为 58.3%.

- [ 1 ] Ghera U ,Konforti N ,Tur M 1992 *IEEE Photonics Technology Letters* **4** 4
- [ 2 ] Digonnet M J F ,Liu K 1989 *Journal of Lightwave Technology* **7** 1009
- [ 3 ] Baek S ,Soh D B S ,Jeong Y ,Sahu J K ,Nilsson J ,Byoungcho L 2004 *IEEE Photonics Technology Letters* **16** 407
- [ 4 ] Jackson S D ,King T A 1999 *Journal of Lightwave Technology* **17** 948
- [ 5 ] Da Silva C J ,De Araujo M T ,Gouveia E A ,Gouveia-Neto A S 1999 *Optics Letters* **24** 1287
- [ 6 ] Chen W ,Li S Y ,Cheng Y ,Lu D F 2003 *Study on Optical Communications* **6** 54 ( in Chinese ) [ 陈 伟、李诗愈、成 煜、陆大方 2003 光通信研究 **6** 54 ]
- [ 7 ] Tankala K ,Carter A ,Machewirth D ,Farroni J ,Abramczyk J ,Manyam U 2003 *Presented at Photonics West 2003-San Jose ,CA January* **28** 1
- [ 8 ] Niay P ,Bernage P ,Taunay T ,Douay M ,Deleuaque E ,Boj S ,Poumellec B 1995 *IEEE Photonics Technology Letters* **7** 3913
- [ 9 ] Upendra H ,Manyam ,Samson B ,Khitrov V *et al* 2004 *ASSP January* **1** , 2004
- [ 10 ] Zhou X J ,Du D ,Gong J J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2106 ( in Chinese ) [ 周晓军、杜 东、龚俊杰 2005 物理学报 **54** 2106 ]
- [ 11 ] Wang M G ,Li T J ,Jian S S 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2818 ( in Chinese ) [ 王目光、李唐军、简水生 2003 物理学报 **52** 2818 ]
- [ 12 ] Li S G ,Xing G L ,Zhou Z Y ,Hou L T 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 238 ( in Chinese ) [ 李曙光、邢光龙、周桂耀、侯蓝田 2006 物理学报 **55** 238 ]
- [ 13 ] Nie Q H 1997 *Fiber laser and amplifier technology* ( Beijing : Electro-industry Press ) p85 ( in Chinese ) [ 聂秋华 1997 光纤激光器和放大器技术(北京:电子工业出版社)第 85 页 ]
- [ 14 ] Feng X H ,Liu Y ,Sun L ,Yuan S Z ,Ka G Y ,Dong X Y 2005 *Chinese Physics* **14** 779
- [ 15 ] Li H ,Huang D X ,Wang D N 2003 *Chinese Physics* **12** 415
- [ 16 ] Kelson I ,Hardy A A 1998 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34** 1570
- [ 17 ] Fu S G ,Fan W D ,Zhang Q ,Wang Z ,Li L J ,Zhang C S ,Yuan S Z ,Dong X Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4262 ( in Chinese ) [ 付圣贵、范万德、张 强、王 志、李丽君、张春书、袁树忠、董孝义 2004 物理学报 **53** 4262 ]
- [ 18 ] Zhang C ,Wei Z Y ,Zhang L ,Zhang C Y ,Zhang Z G 2006 *Chinese Physics* **15** 2606

# Study of Nd<sup>3+</sup> -doped polarization-maintaining fiber laser<sup>\*</sup>

Ren Guang-Jun<sup>†</sup> Zhang Qiang Wang Peng Yao Jian-Quan

( *College of Precision Instrument and Opto-electronics Engineering ,Institute of Laser and Opto-electronics ,Tianjin University ;*

*Key Laboratory of Optoelectric Information Science and Technology ,Ministry of Education ,Tianjin University ,Tianjin 300072 ,China )*

( Received 26 October 2006 ; revised manuscript received 22 November 2006 )

## Abstract

By means of numerical analysis ,the distribution of pump light and the output laser power along the fiber with different fiber length has been investigated . The experimental research of the Nd<sup>3+</sup> -doped polarization-maintaining fiber laser is reported ,which is pumped by 808 nm semiconductor laser . The influence of different fiber winding radius on output power and polarization characteristic of the laser are studied . Double wavelength peaks at 1060 nm and 1092 nm are obtained . The maximum output power of the laser is 7.35 W at 1060 nm ,the slope efficiency is 58.3% .

**Keywords** : laser technique , fiber laser , Nd<sup>3+</sup> -doped polarization-maintaining fiber , polarization

**PACC** : 4225J , 4255N

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10474071 ) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China ( Grant No. 20040056010 ) .

<sup>†</sup> E-mail :rgj1@eyou.com