

# 石英基掺 $\text{Tm}^{3+}$ 光纤激光器特性的理论分析\*

延凤平<sup>1)2)†</sup> 嵇叶楠<sup>1)</sup> 王琳<sup>1)</sup> 龚桃荣<sup>1)</sup> 刘鹏<sup>1)</sup> 陶沛琳<sup>1)</sup> 王文杰<sup>1)</sup>

1) (北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044)

2) (全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044)

(2010 年 1 月 4 日收到; 2010 年 2 月 10 日收到修改稿)

基于速率方程理论建立了石英基掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤激光器  $^3H_6-^3H_4$  抽运方式的理论模型, 采用龙格-库塔 (Runge-Kutta) 法对该模型进行了数值分析, 得出抽运光与激光功率在掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤中的分布特性, 并对  $\text{Tm}^{3+}$  光纤长度、 $\text{Tm}^{3+}$  的掺杂浓度等因素对掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤激光器性能的影响进行了相关分析.

**关键词:** 石英基掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤激光器, 龙格-库塔法, 抽运效率, 掺杂浓度

**PACC:** 4280M, 4281W, 8760F

## 1. 引 言

工作于特定波长的激光器是光通信及激光技术应用领域的第一要素. 常规的光纤通信系统工作于  $1.55 \mu\text{m}$  波段, 而工作于此波段的 InGaAsP/InP 分布反馈半导体激光器由于工艺极其成熟, 性能价格比极高, 因而成为光纤通信系统中首选的光源. 但是, 在  $1.6-2.4 \mu\text{m}$  波段, 半导体材料制作大功率输出的激光器在工艺上存在较大的困难. 而采用稀土元素掺杂光纤制作这一波段的光源不仅在技术上是可行的, 而且制作工艺较为简单, 波长调节较为灵活<sup>[1-3]</sup>. 由于  $1.6-2.4 \mu\text{m}$  波段属于人眼安全的工作波段, 且其中存在着低损耗的大气窗口, 因此  $1.6-2.4 \mu\text{m}$  波段的激光可以作为空间光通信的光源使用, 有重要的军事应用价值. 另外由于这个波段的激光存在着对  $\text{OH}^-$  强烈的吸收窗口, 高强度的热效应可使人体组织产生凝固、碳化或汽化效应, 因此可应用于人体组织的凝固、止血和高效率切除, 其手术切除人体组织的创面小, 出血少, 不存在类似金属制手术刀因直接接触人体组织而具有潜在的污染问题<sup>[4-8]</sup>. 同时由于激光束可以汇聚成为很小尺寸的光斑, 并且波长处于这一波段的激光还可以用石英基光纤进行低损耗的传导, 因此可做微创手术和金属制手术刀不便于深入的肌体部

位的内窥镜手术.

$\text{Tm}^{3+}$  具有丰富的能级结构, 在能级光子的抽运下,  $\text{Tm}^{3+}$  的最外层电子通过在不同能级之间的跃迁, 可以辐射出不同波长的光子. 通过控制辐射机理, 形成所需波段的激光辐射, 是制作符合  $1.6-2.4 \mu\text{m}$  长波段光纤放大器与光纤激光器的首选掺杂元素<sup>[9,10]</sup>.

不同基质材料的掺杂光纤有着不同的物理特性与工艺过程. 石英基质与氟化物基质具有不同的声子能量 (分别为  $1150 \text{ cm}^{-1}$  和  $590 \text{ cm}^{-1}$ ). 低的声子能量可以减少非辐射跃迁, 提高辐射量子效率, 但由抽运能级向亚稳态能级的弛豫较慢. 因此低声子能量可导致非常低的阈值, 限制了抽运效率的提高. 高声子能量抽运效率较高, 但辐射量子效率低, 阈值较高. 在石英基质中, 所有的能级都可通过多声子辐射而发生非辐射弛豫, 大多数能级跃迁的辐射量子效率较低, 这使阈值很高. 氟化物基质能提供较多的发射荧光的亚稳态, 可形成多种波长的激光振荡<sup>[11]</sup>. 对于 ZBLAN 掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤, 通过合理的抽运方式可以形成  $1.6-2.4 \mu\text{m}$  波段的激光辐射, 从而可以制成  $1.6-2.4 \mu\text{m}$  波段的光纤激光器. 但是, ZBLAN 掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤由于目前制作工艺上存在的缺陷, 导致实际制作出的光纤其传输损耗高居不下, 与理论上  $10^{-3} \text{ dB/km}$  的传输损耗相差近 6 个数量级, 同时氟化物基质的化学稳定性和机械性能

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60877042), 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2008AA01Z215) 资助的课题.

† E-mail: fpyan@bjtu.edu.cn

差,制备工艺复杂,与常规光纤熔接困难,使其难以实用化.由于石英基掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤的物理性能优良,环境稳定性好,制造工艺成熟,且容易与标准传输光纤熔接,因此,目前人们将研究的重点逐渐转移到石英基掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤上来<sup>[12-14]</sup>.

本文采用速率方程理论建立了石英基掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤激光器  ${}^3\text{H}_6$ — ${}^3\text{H}_4$  抽运方式对应的理论模型.采用 Runge-Kutta 法对该模型进行了理论分析,得出抽运光功率和激光功率在掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤中的分布特性,以及掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤长度、 $\text{Tm}^{3+}$  的掺杂浓度等参数对掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤激光器性能影响的有关结论.

## 2. 理论分析

图 1 所示为  $\text{Tm}^{3+}$  能级图,以波长为 793 nm 的抽运光抽运四能级  $\text{Tm}^{3+}$  的  ${}^3\text{H}_4$  能级,可产生 2  $\mu\text{m}$  波段的激光输出.假设处于能级  ${}^3\text{H}_6$ ,  ${}^3\text{F}_4$ ,  ${}^3\text{H}_5$ ,  ${}^3\text{H}_4$  的粒子数分别为  $N_0, N_1, N_2, N_3$ , 令  $A_{ij}$  表示能级  $i$  到能级  $j$  的自发跃迁系数,  $\Gamma_i$  表示非辐射跃迁系数,  $W_{ij}$  表示受激跃迁系数.考虑粒子的交叉弛豫过程,则

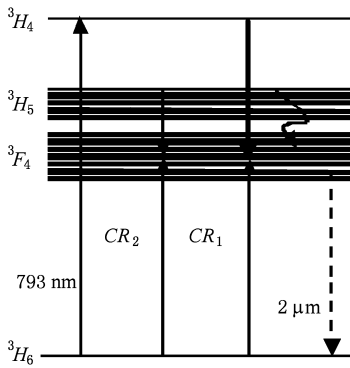


图 1  $\text{Tm}^{3+}$  能级图

光纤长度上任一点的速率方程可表示为<sup>[15,16]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} &= -(W_{01} + W_{03})N_0 + \sum_{i=1}^3 A_{i0}N_i \\ &\quad + (\Gamma_1 + W_{10})N_1 - CR_1 - CR_2, \\ \frac{dN_1}{dt} &= W_{01}N_0 - (A_{10} + \Gamma_1 + W_{10})N_1 \\ &\quad + \sum_{i=2}^3 A_{i1}N_i + \Gamma_2N_2 + 2CR_1 + 2CR_2, \\ \frac{dN_2}{dt} &= -(\sum_{j=0}^1 A_{2j} + \Gamma_2)N_2 \\ &\quad + (A_{32} + \Gamma_3)N_3 - CR_2, \end{aligned}$$

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{03}N_0 - (\sum_{j=0}^2 A_{3j} + \Gamma_3)N_3 - CR_1,$$

$$N = N_0 + N_1 + N_2 + N_3, \quad (1)$$

交叉弛豫  ${}^3\text{H}_4, {}^3\text{H}_6$  至  ${}^3\text{F}_4, {}^3\text{F}_4$ , 对应

$$CR_1 = k_{3101}N_3N_0 - k_{1310}N_1^2, \quad (2)$$

交叉弛豫  ${}^3\text{H}_5, {}^3\text{H}_6$  至  ${}^3\text{F}_4, {}^3\text{F}_4$ , 对应

$$CR_2 = k_{2101}N_2N_0 - k_{1012}N_1^2, \quad (3)$$

其中,  $k_{3101}, k_{1310}, k_{2101}, k_{1012}$  分别为交叉弛豫系数.

令  $W_{01}, W_{10}, W_{03}$  分别表示受激吸收、受激辐射及基态抽运吸收系数, 于是

$$W_{03} = \frac{\lambda_p \Gamma_p}{hcA} \sigma_a(\lambda_p) [P_f(z) + P_r(z)], \quad (4)$$

$$W_{10} = \frac{\lambda_s \Gamma_s}{hcA} \sigma_e(\lambda_s) [S_f(z) + S_r(z)], \quad (5)$$

$$W_{01} = \frac{\lambda_s \Gamma_s}{hcA} \sigma_a(\lambda_s) [S_f(z) + S_r(z)], \quad (6)$$

其中,  $P_f(z), P_r(z)$  分别表示沿光纤传输前向和后向的抽运光功率,  $S_f(z), S_r(z)$  分别表示沿光纤传输前向和后向的信号光功率,  $\Gamma_p, \Gamma_s$  分别表示抽运光与激光的功率填充因子,  $\sigma_e(\lambda_s)$  表示输出激光波长  $\lambda_s$  处的受激发射截面,  $\sigma_a(\lambda_p), \sigma_a(\lambda_s)$  分别表示抽运光波长  $\lambda_p$  和输出激光波长  $\lambda_s$  处的跃迁吸收截面,  $c$  表示真空中的光速,  $A$  表示掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤的纤芯截面积,  $h$  表示普朗克常数. 于是  $P_{f,r}(z), S_{f,r}(z)$  满足

$$\frac{dP_{f,r}(z)}{dz} = \mp P_{f,r}(z) [\Gamma_p \sigma_a(\lambda_p) N_0 + \delta_p], \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dS_{f,r}(z)}{dz} &= \pm S_{f,r}(z) [\Gamma_s (\sigma_e(\lambda_s) N_1 \\ &\quad + \sigma_a(\lambda_s) N_0) - \delta_s], \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $\delta_p, \delta_s$  分别表示抽运光和输出激光的本征吸收系数.

满足(7),(8)式的边界条件为

$$P_f(0) = P_{\text{launched}} + (R_1(\lambda_p) - \eta_p)P_r(0),$$

$$P_r(L) = (R_2(\lambda_p) - \eta_p)P_f(L),$$

$$S_f(0) = (R_3(\lambda_s) - \eta_s)S_r(0),$$

$$S_r(L) = (R_4(\lambda_s) - \eta_s)S_f(L), \quad (9)$$

其中  $P_{\text{launched}}$  表示耦合入光纤的抽运光功率,  $R_1(\lambda_p), R_2(\lambda_p)$  分别表示前腔镜和后腔镜对抽运光的反射率,  $R_3(\lambda_s), R_4(\lambda_s)$  分别表示前腔镜与后腔镜对激光的反射率,  $\eta_p, \eta_s$  分别表示谐振腔对抽运光和激光的损耗,  $L$  表示光纤长度.

由于处于能级  ${}^3\text{H}_5$  上的粒子寿命很短,忽略该

能级上的粒子数, 即  $N_2 \approx 0, N \approx N_0 + N_1 + N_3$ . 则速率方程可变为

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} &= -(W_{01} + W_{03})N_0 \\ &\quad + (A_{10} + W_{10} + \Gamma_1)N_1 - CR_1, \\ \frac{dN_1}{dt} &= W_{01}N_0 - (A_{10} + \Gamma_1 + W_{10})N_1 \\ &\quad + A_{31}N_3 + 2CR_1, \\ \frac{dN_3}{dt} &= W_{03}N_0 - (A_{30} + A_{31} + \Gamma_3)N_3 - CR_1, \\ N &\approx N_0 + N_1 + N_3. \end{aligned} \quad (10)$$

令  $dN_i/dt = 0 (i = 0, 1, 2, 3)$ , 求解稳态条件下的速率方程, 可得

$$\begin{aligned} -(W_{01} + W_{03})N_0 + (A_{10} + W_{10} + \Gamma_1)N_1 \\ - (k_{3101}N_3N_0 - k_{1310}N_1^2) = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} W_{01}N_0 - (A_{10} + \Gamma_1 + W_{10})N_1 + A_{31}N_3 \\ + 2(k_{3101}N_3N_0 - k_{1310}N_1^2) = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} W_{03}N_0 - (A_{30} + A_{31} + \Gamma_3)N_3 \\ - (k_{3101}N_3N_0 - k_{1310}N_1^2) = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

$$N \approx N_0 + N_1 + N_3. \quad (14)$$

### 3. 数值模拟

从上述分析结果出发, 采用 Runge-Kutta 法对于石英基质掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤及以光纤光栅替代腔镜的 F-P 腔所构成的光纤激光器进行数值分析, 可得出激光器中抽运光和激光功率沿光纤长度上的分布及各能级上粒子数变化的特性. 表 1 为进行模拟时所取各参量的取值.

上述模型中假设  $\text{Tm}^{3+}$  的归一化密度分布函数与  $z$  无关, 即掺杂离子的平均密度  $N(z)$  沿光纤纵向分布为常数.

从(11)–(14)式出发, 做运算(11)  $\times$  (2 + (12)得

$$\begin{aligned} -(2W_{03} + W_{01})N_0 + (A_{10} + W_{10} \\ + \Gamma_1)N_1 + A_{31}N_3 = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

将(14)式代入(15)式, 整理得

$$N_0 = \frac{A_{31}N + (A_{10} + \Gamma_1 + W_{10} - A_{31})N_1}{A_{31} + 2W_{03} + W_{01}}. \quad (16)$$

将(16)式代入(12)式, 得到关于  $N_1$  的一元二次方程

$$W_{01} \frac{A_{31}N + (A_{10} + \Gamma_1 + W_{10} - A_{31})N_1}{A_{31} + 2W_{03} + W_{01}}$$

$$\begin{aligned} - (A_{10} + \Gamma_1 + W_{10})N_1 \\ + A_{31} \left( N - N_1 - \frac{A_{31}N + (A_{10} + \Gamma_1 + W_{10} - A_{31})N_1}{A_{31} + 2W_{03} + W_{01}} \right) \\ + 2 \left[ k_{3101} \left( N - N_1 - \frac{A_{31}N + (A_{10} + \Gamma_1 + W_{10} - A_{31})N_1}{A_{31} + 2W_{03} + W_{01}} \right) \right. \\ \left. \times \frac{A_{31}N + (A_{10} + \Gamma_1 + W_{10} - A_{31})N_1}{A_{31} + 2W_{03} + W_{01}} - k_{1013}N_1^2 \right] = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

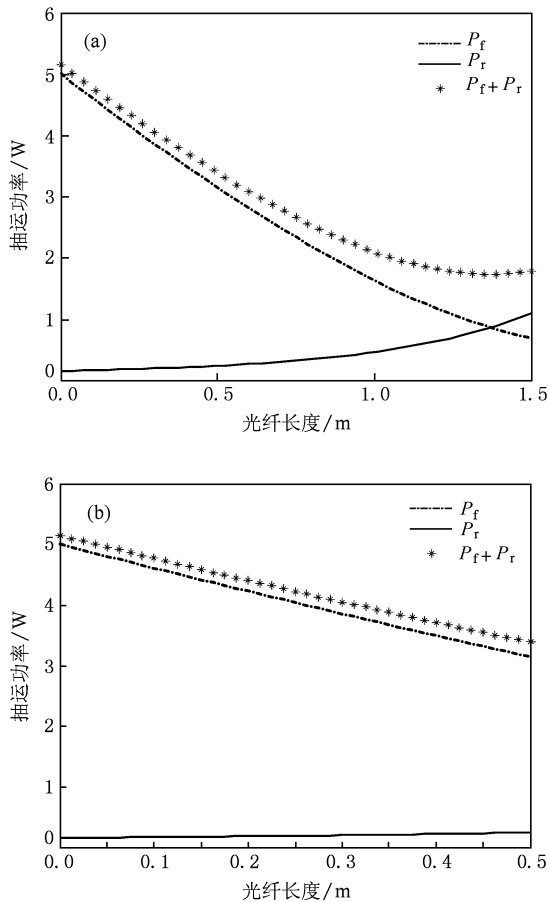
表 1 数值模型中各参量的取值

${}^3F_4$ 的能级寿命 $\tau_1/\mu\text{s}$	334.7
${}^3H_5$ 的能级寿命 $\tau_2/\mu\text{s}$	0.007
${}^3H_4$ 的能级寿命 $\tau_3/\mu\text{s}$	14.2
${}^3F_{2,3}$ 的能级寿命 $\tau_4/\mu\text{s}$	0.0004
$\text{Tm}^{3+}$ 的掺杂浓度 $N/10^{24}\text{m}^{-3}$	5.51
光纤掺杂的横截面积 $A/10^{-11}\text{m}^2$	1.39
前腔镜对抽运光的反射率 $R_1$	0.05
后腔镜对抽运光的反射率 $R_2$	0.97
前腔镜对激光的反射率 $R_3$	0.95
后腔镜对激光的反射率 $R_4$	0.60
抽运光波长 $\lambda_p/\text{nm}$	793
激光波长 $\lambda_s/\text{nm}$	2000 nm
抽运光的跃迁吸收截面 $\sigma_a(\lambda_p)/10^{-25}\text{m}^2$	8.5
抽运光的跃迁发射截面 $\sigma_e(\lambda_p)/10^{-25}\text{m}^2$	8.9
激光的跃迁吸收截面 $\sigma_a(\lambda_s)/10^{-25}\text{m}^2$	0.1
激光的跃迁发射截面 $\sigma_e(\lambda_s)/10^{-25}\text{m}^2$	6.2
谐振腔对抽运光的损耗 $\eta_p$	0.06
谐振腔对激光的损耗 $\eta_s$	0.04
抽运光的重叠因子 $\Gamma_p$	0.8964
激光的重叠因子 $\Gamma_s$	0.7520
抽运光在光纤中的本征吸收系数 $\delta_p/10^{-2}\text{m}^{-1}$	1.2
激光在光纤中的本征吸收系数 $\delta_s/10^{-3}\text{m}^{-1}$	2.3
交叉弛豫系数 $k_{3101}/\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$	$3.0 \times 10^{-23}$
交叉弛豫系数 $k_{1013}/\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$	$2.4 \times 10^{-24}$

#### 3.1. 抽运光功率与激光功率在谐振腔内的分布特性

根据表 1 给出的参数, 采用 Runge-Kutta 法对上述模型进行数值分析, 即可得出抽运光功率和激光功率在构成激光器谐振腔的掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤中的分布特性.

图 2 所示为抽运光功率沿掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤纵向的分布. 其中, 图 2(b) 为图 2(a) 中光纤长度取 0.5m

图2 抽运光功率沿掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤纵向的分布

时的放大结果.  $P_f(z)$ ,  $P_r(z)$  分别表示沿光纤  $z$  轴前向和后向的抽运光功率,  $P_f(z) + P_r(z)$  表示光纤内总的抽运光功率沿光纤  $z$  轴的分布. 如果后腔镜对抽运光的反射为 0, 则总的抽运光就是前向抽运光, 否则为前后向抽运光之和. 由图 2 可以看出, 在一定的  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂浓度和入射抽运功率下, 随着光纤长度的增长, 前向抽运光被  $\text{Tm}^{3+}$  迅速吸收, 而后向抽运光则缓慢增长, 在一定的光纤长度上二者相等. 此后, 光纤内总的抽运光功率维持在某一数值. 这说明谐振腔内掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤的长度不足, 或  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂浓度过低, 导致在腔内的抽运光功率未被  $\text{Tm}^{3+}$  充分吸收. 对于这种情况, 可在谐振腔后增加一个对抽运光高反射的腔镜 (如高透射深度的光纤光栅), 使残余抽运光被反射回谐振腔, 从而提高抽运光的吸收效率, 增大输出光功率. 当考虑后腔镜对抽运光的反射时, 总的抽运光功率沿光纤的分布比不考虑时的均匀性好. 而单向抽运会造成抽运注入端附近的光强比远离抽运注入端的光强强很多, 易造成掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤的损坏. 因此, 为了更充分地利用

抽运光并考虑均匀抽运, 可以提高后向光纤光栅对抽运光的反射率, 或采用双向抽运方式, 也可将线形腔改为环形谐振腔, 使得更多抽运光被掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤吸收, 从而提高总的抽运光利用效率, 增大激光输出功率.

从图 2 还可以看出, 对于未加后腔镜的情况, 在抽运光功率均为 5 W 的情况下, 谐振腔内掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤长度越长, 对抽运光的吸收越充分. 图 2(b) 中曲线的末端对应的掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤长度只有 0.5 m, 仅有约 40% 的抽运光被  $\text{Tm}^{3+}$  吸收, 即 3.1 W 的剩余抽运光功率未被利用. 而图 2(a) 中曲线的末端对应的掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤长度为 1.5 m, 此时抽运光功率的吸收达到 80%, 仅有约 0.9 W 的抽运功率未被  $\text{Tm}^{3+}$  吸收. 在这种情况下, 增加光纤长度有利于更充分地对抽运光功率进行吸收, 从而提高激光器的输出功率.

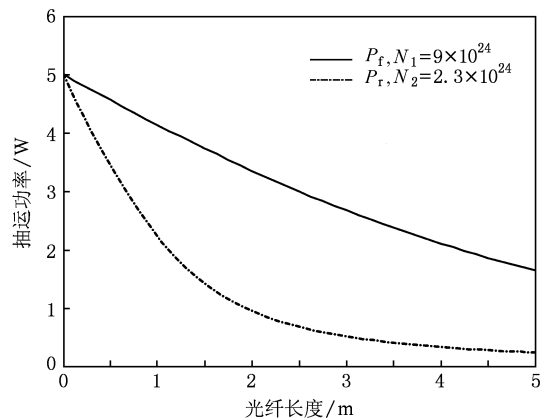
图3 不同  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂浓度下前向抽运光功率沿掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤纵向的分布

图 3 所示为不同  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂浓度下前向抽运光功率沿掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤纵向的分布. 由图 3 可以看出, 在耦合进入掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤入射端的抽运光功率为 5 W 的情况下, 对于不同的  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂浓度, 前向抽运光功率沿光纤的分布有很大差别. 当光纤中  $\text{Tm}^{3+}$  的掺杂浓度  $N_1 = 9 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  时, 随着光纤长度的增加, 抽运光功率显著下降. 在光纤长度为 1.5 m 处出现拐点, 此处未被吸收的抽运光功率为 1.2 W. 此后, 随着光纤长度的增加, 抽运光功率下降速度逐渐趋于缓和. 经过 5 m 的掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤后, 只有 0.2 W 的抽运光功率未被吸收. 而当  $N_2 = 2.3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  时, 随着掺光纤长度的增加, 抽运光功率缓慢下降. 经过 5 m 的掺  $\text{Tm}^{3+}$  光纤后, 未被吸收的抽运光功率达到 1.7 W, 且吸收速率也比之前小很多.

对比图 3 中两条曲线也可以看出,若要吸收相同的抽运功率,即剩余抽运功率相同的情况下(如均剩余 1.7 W),则  $N_1 = 2.3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  和  $N_2 = 9 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  时对应的光纤长度分别为 5 m 和 1.3 m. 由此可以得出结论:在其他参数不变且未产生浓度猝灭的前提下,增加  $Tm^{3+}$  的掺杂浓度可以有效缩短光纤长度,从而减小基质对抽运光和激光的本征损耗,提高激光器的输出功率.

当耦合进入掺  $Tm^{3+}$  光纤入射端的抽运光功率为 5 W 时,激光功率在激光器腔内沿光纤纵向的分布如图 4 所示,其中  $S_f(z), S_r(z)$  分别表示沿  $z$  轴前向和后向的激光功率. 由图 4 可以看出,无论是前向还是后向激光功率,在激光器谐振腔内的分布随着光纤长度的增加,其变化趋势均由快速变化转化为缓慢变化. 而且在光纤长度超过 0.6 m 后,前向激光功率在腔内的分布大于反向激光功率. 这说明随着抽运光在腔内不断被  $Tm^{3+}$  吸收,上下能级粒子数发生反转,并且受激辐射使激光功率在激光腔内不断增强. 随着抽运光逐渐被  $Tm^{3+}$  吸收,抽运光强逐渐变弱,维持粒子数反转的能力降低,输出激光功率增长速度变慢. 当抽运光被充分吸收后,将不足以继续增强或维持粒子数反转,因而激光功率增加到一定值后便不再增加,甚至发生下降,这主要是由激光器的增益逐步小于损耗所致.

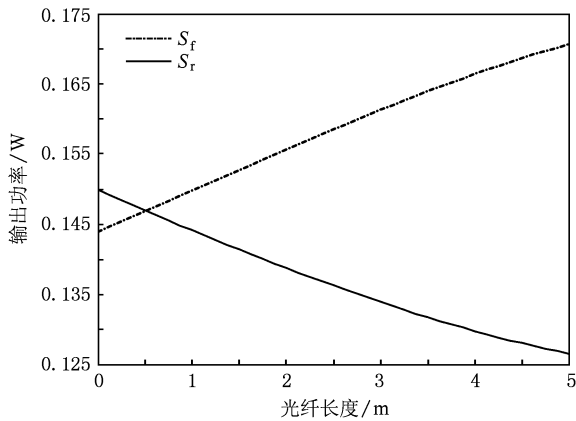


图 4 抽运功率为 5 W 时,激光功率沿掺  $Tm^{3+}$  光纤纵向的分布

### 3.2. 激光功率与掺 $Tm^{3+}$ 光纤长度及 $Tm^{3+}$ 掺杂浓度的关系

图 5 所示为在不同  $Tm^{3+}$  掺杂浓度下激光功率沿构成谐振腔的掺  $Tm^{3+}$  光纤纵向的分布. 由图 5 可以得出,对于每个确定的  $Tm^{3+}$  掺杂浓度,总存在一个对应的最佳谐振腔掺  $Tm^{3+}$  光纤长度,使之对应的

激光器输出光功率达到最大值. 而且最佳谐振腔光纤长度随着  $Tm^{3+}$  掺杂浓度的降低而增加. 当谐振腔掺  $Tm^{3+}$  光纤长度低于最佳谐振腔光纤长度时,激光器输出光功率随着谐振腔光纤长度的增加而显著增加;当谐振腔掺  $Tm^{3+}$  光纤长度大于最佳谐振腔光纤长度后,激光器输出光功率随着谐振腔掺  $Tm^{3+}$  光纤长度的增加而迅速降低. 因此,在构建谐振腔时应尽量将谐振腔掺  $Tm^{3+}$  光纤长度确定在最佳长度上. 从图 5 还可以得出, $Tm^{3+}$  掺杂浓度  $N$  为  $9 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  及  $7 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  所对应的谐振腔最佳掺  $Tm^{3+}$  光纤长度分别为 7.11 m 和 9.13 m.

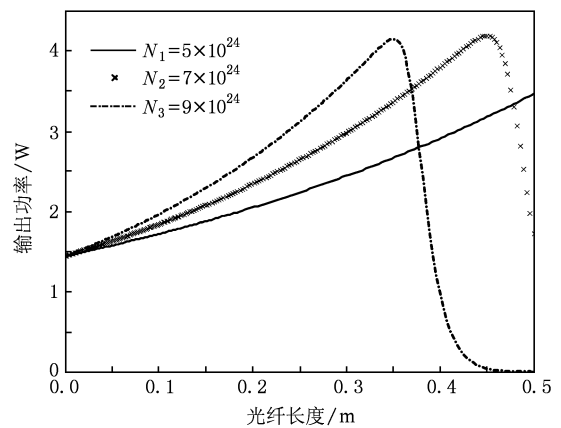


图 5 不同  $Tm^{3+}$  掺杂浓度下激光功率沿掺  $Tm^{3+}$  光纤纵向的分布

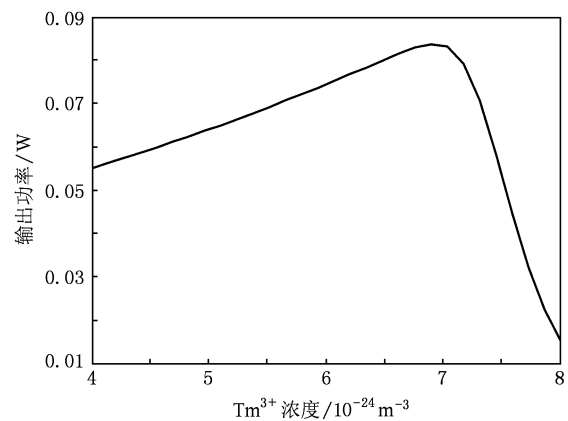


图 6 激光功率与  $Tm^{3+}$  掺杂浓度的关系

当谐振腔光纤长度为 10 m,耦合进入掺  $Tm^{3+}$  光纤入射端的抽运光功率为 5 W 时,激光功率随  $Tm^{3+}$  掺杂浓度而变化的关系如图 6 所示. 由图 6 可以得出,随掺  $Tm^{3+}$  光纤中  $Tm^{3+}$  掺杂浓度的提高,激光功率随之增加;当  $Tm^{3+}$  掺杂浓度  $N$  增至  $6.8 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  时,激光功率达到最大值;之后随着  $Tm^{3+}$  掺

杂浓度的继续提高,激光功率随之降低.这是由于当  $N$  较小时,光纤中掺杂的  $Tm^{3+}$  不能充分吸收抽运光子,输出激光功率较低;当逐步增加  $Tm^{3+}$  的掺杂浓度时,激光腔内  $Tm^{3+}$  对抽运光光子的吸收效率随之提高,并且能级间的交叉弛豫作用增强,从而提高了激光器的输出功率.当  $Tm^{3+}$  对抽运光光子的吸收效率达到最大时, $Tm^{3+}$  掺杂浓度的进一步提高会增大对抽运光光子的散射几率,并且高浓度掺杂容易使  $Tm^{3+}$  形成团簇,增加上转换损耗,降低效率.此时,选取合适的  $Al^{3+}$  及  $Tm^{3+}$  共掺浓度、提高抽运光功率或采用侧向分布式抽运等方式可有效提高对抽运激光光子的吸收效率,改善斜率效率,提高激光器的输出光功率.从图 6 还可以得出,上述条件下  $Tm^{3+}$  最佳掺杂浓度约为  $6.8 \times 10^{24} m^{-3}$ .

#### 4. 结 论

本文基于速率方程理论建立了掺  $Tm^{3+}$  光纤激

光器  ${}^3H_6-{}^3H_4$  抽运方式的理论模型,采用 Runge-Kutta 法对此模型进行数值分析,得出抽运光和激光功率在掺  $Tm^{3+}$  光纤中的分布特性,以及掺  $Tm^{3+}$  光纤长度、 $Tm^{3+}$  的掺杂浓度等参数对掺  $Tm^{3+}$  光纤激光器性能的影响.结论如下:

1. 在掺  $Tm^{3+}$  光纤末端引入对抽运光的高反射机理,可提高总的抽运光功率沿光纤分布的均匀性.采用双向抽运方式,或采用环形谐振腔结构,均可增强抽运光功率沿光纤分布的均匀性,提高抽运光利用率,从而提高激光器输出光功率.

2. 构成掺  $Tm^{3+}$  光纤激光器谐振腔的掺  $Tm^{3+}$  光纤存在最佳长度,使激光器获得最大输出功率. $Tm^{3+}$  掺杂浓度越高,最佳掺  $Tm^{3+}$  光纤长度越短.

3. 在不产生浓度猝灭的前提下,增加光纤纤芯中  $Tm^{3+}$  的掺杂浓度能够有效提高掺  $Tm^{3+}$  光纤中  $Tm^{3+}$  对抽运光的吸收效率,有效缩短掺  $Tm^{3+}$  光纤长度,从而减少掺  $Tm^{3+}$  光纤对激光的吸收,提高激光器的斜率效率.

- [1] Jackson S D, King T A 1998 *IEEE J. Quan. Elec.* **34** 1578
- [2] Zhu L K, Yu J L, Wang Y T, Yang E Z 2006 *Microwave and Opti. Tech. Lett.* **48** 1385
- [3] Yang J, Yu J L, Wang Y T, Zhang L T, Yang E Z 2007 *IEEE Photo. Tech. Lett.* **19** 807
- [4] Tsang Y H, Coleman D J, King T A 2004 *Opti. Comm.* **231** 357
- [5] Yang K, Ren Q S, Wei S G, Li W R 2005 *J. Laser and Optoelectr. Prog.* **42** 52 (in Chinese) [杨 昆、任秋实、魏石刚、李万荣 2005 激光与光电子学进展 **42** 52]
- [6] Jackson S D, Mossman S 2003 *Appl. Phys. B* **77** 489
- [7] Komukai T, Yamamoto T, Sugawa T 1993 *Elec. Lett.* **29** 110
- [8] Dong S F, Chen G F, Wang X H, Yu L J, Zhao W, Wang Y S 2004 *Acta Poto. Sin.* **33** 129 (in Chinese) [董淑福、陈国夫、王贤华、于连君、赵 卫、王屹山 2004 光子学报 **33** 129]
- [9] Zhang X L, Wang Y Z, Li L, Ju Y L, Jiang B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 964 (in Chinese) [张新陆、王月珠、李 立、鞠有伦、姜 波 2009 物理学报 **58** 964]
- [10] Yan F P, Wei H, Fu Y J, Wang L, Zheng K, Mao X Q, Peng J, Liu L S, Jian S S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6300 (in Chinese) [延凤平、魏 淮、傅永军、王 琳、郑 凯、毛向桥、彭 健、刘利松、简水生 2009 物理学报 **58** 6300]
- [11] Dong S F, Zhan S B, Chen G F, Wang X H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3154 (in Chinese) [董淑福、占生宝、陈国夫、王贤华 2005 物理学报 **54** 3154]
- [12] Gan Z S, Yu H, Li Y M, Wang Y N, Chen H, Zhao L J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5699 (in Chinese) [甘棕松、余 华、李妍明、王亚楠、陈 晖、赵丽娟 2008 物理学报 **57** 5699]
- [13] Men H Y, Wu Z G, Gao W Q, Zhang H, Yuan S Z, Dong X Y 2003 *Chin. J. Laser* **30** 783 (in Chinese) [蒙红云、武志刚、高伟清、张昊、袁树忠、董孝义 2003 中国激光 **30** 783]
- [14] Zhang Y J, Wang Y Z, Ju Y L, Yao B Q 2005 *J. Laser and Optoelectr. Prog.* **42** 34 (in Chinese) [张云军、王月珠、鞠有伦、姚宝权 2005 激光与光电子学进展 **42** 34]
- [15] Eichhorn M 2005 *IEEE J. Quan. Elec.* **41** 1574
- [16] Jackson S D, Mossman S 2003 *Appl. Opt.* **42** 2702

# Theoretical analysis of characteristics for silica based $\text{Tm}^{3+}$ doped fiber laser \*

Yan Feng-Ping<sup>1)2)†</sup> Ji Ye-Nan<sup>1)</sup> Wang Lin<sup>1)</sup> Gong Tao-Rong<sup>1)</sup> Liu Peng<sup>1)</sup> Tao Pei-Lin<sup>1)</sup> Wang Wen-Jie<sup>1)</sup>

1) (*Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China*)

2) (*Key Laboratory of All Optical networks and Advanced Communications Networks, Ministry of Education, Beijing 100044, China*)

(Received 4 January 2010; revised manuscript received 10 February 2010)

## Abstract

In this paper, a theoretical model of  $\text{Tm}^{3+}$  doped silica fiber laser (TDSFL) for  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$  pumping mechanism is established based on the rate-equation theory, and the numerical simulation is performed by using the Runge-Kutta algorithm. The intracavity power distributions of the TDSFL are obtained for both pump and laser, and the effects of  $\text{Tm}^{3+}$  doped fiber length and  $\text{Tm}^{3+}$  concentration on laser performance are analyzed.

**Keywords:**  $\text{Tm}^{3+}$  doped silica fiber laser, Runge-Kutta algorithm, pumping efficiency, doping concentration

**PACC:** 4280M, 4281W, 8760F

---

\* Project Supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60877042), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2008AA01Z215).

† E-mail: fpyan@bjtu.edu.cn