

Er³⁺/Yb³⁺ 双掺光纤放大器理论模型*

李洪 黄肇明 李英

(上海科技大学电子工程系, 上海, 201800)

摘要: 本文在分析一些文献的基础上, 仿照掺 Er³⁺ 光纤放大器的理论模型, 尝试建立了一个 Er³⁺/Yb³⁺ 双掺光纤放大器的理论模型。利用本模型, 可以模拟双掺光纤中信号、泵浦及放大的自发辐射(ASE)的变化情形, 并得到一些有意义的数值结果。

关键词: 光纤放大器 有源光纤

Theoretical model of Er³⁺/Yb³⁺ co-doped fibre amplifier

Li Hong, Huang Zhaoming, Li Ying

(Dept. of Electronic Engineering, Shanghai Univ. of Scie & Tech)

Abstract: A theoretical model of Er³⁺/Yb³⁺ co-doped fibre amplifier, based on the one of Er³⁺-doped fibre amplifier, as presented in this paper, by analysing some of the references concerned. The performances of the signal, the pump, and the amplified spontaneous emission (ASE) in the Er³⁺/Yb³⁺ co-doped fibre can be simulated with this model. Some of results from this model are significant and interesting.

Key words: fibre amplifier active fibre.

一、引言

钬光纤放大器系统中, 泵浦源成了最近众多讨论的焦点。980nm 和 1480nm 泵浦源是最广泛被考虑的泵浦源。就效率、固有噪声系数、泵浦激光功率和寿命方面而言, 它们各有优缺点。为了改善对泵浦波长的限制, 双掺光纤是一个吸引人的选择, 因为它含有的敏化元素具有宽的吸收带。在敏化元素方面, Yb³⁺ 是特别吸引人的, 因为它在 800~1080nm 间展示了很强的吸收特性^[1,2], 跨越了几个泵浦源波长区。用 Er³⁺/Yb³⁺ 双掺光纤构造的放大器、激光器已经有很多报导^[2~9], 但是, 至今(就我们所知), 还没有一个完整的双掺光纤放大器的理论模型。由于在光通讯中, Er³⁺/Yb³⁺ 双掺光纤放大器是很重要的一个器件, 详尽的理论分析和计算机的模拟将有助于该器件的研制。因此, 在掺 Er³⁺ 光纤放大器的理论模型基础上, 我们查阅了大量文献, 提出了双掺光纤放大器的理论估算模型。

* 本文得到国家“863”高科技计划资助。

二、理 论 分 析

$\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 双掺光纤中原子的能级及能量转移如图 1^[10] 所示。假定 Er^{3+} 离子自身对泵浦光的吸收相比之下很小, 而可以忽略^[2]。

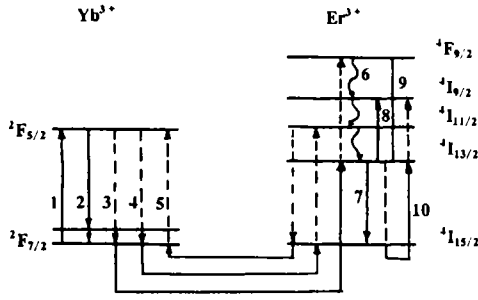


Fig. 1 Schematic representation of the $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ active medium

图中, 实线箭头相应于感应(1, 8, 9)或自发(2, 7)跃迁; 波浪线相应于极快的无辐射跃迁(6); 虚线相应于如下的能量转移过程: 积聚(3), 敏化(4), 回转移(5)和非线性猝灭(10)。

建立模型时必须去掉不必要的、次要的影响, 使模型简单化。例如, 在图 1 中, 感应吸收(8, 9)是很小的, 可以忽略不计; 只要 Yb^{3+} , Er^{3+} 的浓度不是太高, 积聚过程(3)和非线性猝灭(10)也可以忽略, 认为能量不损失在这两个方面。

模型中, 假定光纤中的 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 均是均匀加宽的物质, 并且可用实验测定的截面积^[9, 11]来代替来自不同 stark 亚能级的贡献。

1. Yb^{3+} , Er^{3+} 离子上、下能级的粒子数分布

为了考虑原子和电磁场间的相互作用, 首先建立极坐标系 (r, θ, z) , z 轴沿光纤轴。根据上面的分析, Yb^{3+} 离子仅在能级 $2F_{5/2}$, $2F_{7/2}$ 上充有粒子, 而 Er^{3+} 离子则仅在能级 $4I_{11/2}$, $4I_{13/2}$, $4I_{15/2}$ 上充有粒子。 Yb^{3+} 的上下能级粒子数用 $n_2(r, \theta, z)$, $n_1(r, \theta, z)$ 来表示; Er^{3+} 的三能级粒子数则分别用 $n_3'(r, \theta, z)$, $n_2'(r, \theta, z)$ 和 $n_1'(r, \theta, z)$ 来表示。并且, 它们满足:

$$n_1 + n_2 = \rho_{\text{Yb}}(r) \tag{1}$$

$$n_1' + n_2' + n_3' = \rho_{\text{Er}}(r) \tag{2}$$

式中, $\rho_{\text{Yb}}(r)$, $\rho_{\text{Er}}(r)$ 分别是光纤中 Yb^{3+} , Er^{3+} 离子的密度。

对于 Yb^{3+} (Er^{3+}) 离子, 受激的光子吸收和辐射的可能性由截面值 σ_{ij} (σ_{ij}') 来描述, 下标 ij 表示在能级 i 和 j 之间的跃迁。在上下能级间的自发辐射跃迁速率是自发辐射寿命 τ_{21} (τ_{32}' , τ_{21}') 的倒数。

为了计算信号和泵浦的局部放大和衰减, 考虑相应波长处的局部的光子强度是必要的。公式中, 基模传播的信号模式强度分布写作 $I_s^{01} = P_s(z) \cdot |E_s^{01}(r, \theta)|^2$; 泵浦模式强度分布写作 $I_p^{1p} = P_p^{1p}(z) \cdot |E_p^{1p}(r, \theta)|^2$, 式中, $P_s(z)$ 是信号功率, $P_p^{1p}(z)$ 是泵浦模式 LP_{1p} 的功率。所有模场都被归一化。

通过上面分析和假设, 我们可以列出如下的粒子数速率方程:

$$\text{Yb}^{3+} \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial n_2}{\partial t} &= [W_{p1}(r, \theta, z) + W_{SA}(r, \theta, z)] \cdot n_1 - [W_{p2}(r, \theta, z) \\ &\quad + W_{SE}(r, \theta, z) + 1/\tau_{21}] \cdot n_2 - K \cdot n_2 \cdot n_1' + K' \cdot n_1 \cdot n_3' \end{aligned} \right. \tag{3}$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{\partial n_2}{\partial t} \tag{4}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial n_3'}{\partial t} = K \cdot n_2 \cdot n_1' - K' \cdot n_1 \cdot n_3' - \frac{1}{\tau_{32}'} \cdot n_3' & (5) \\ \frac{\partial n_2'}{\partial t} = W_{SA}'(r, \theta, z) \cdot n_1' + \frac{1}{\tau_{32}'} \cdot n_3' - [W_{SE}'(r, \theta, z) + \frac{1}{\tau_{21}'}] \cdot n_2' & (6) \\ \frac{\partial n_1'}{\partial t} = - \left(\frac{\partial n_2'}{\partial t} + \frac{\partial n_3'}{\partial t} \right) & (7) \end{cases}$$

方程(3)中, W_{p1} , W_{p2} 代表泵浦光的受激吸收、辐射的速率; W_{SA} , W_{SE} 代表 Yb^{3+} 离子自发辐射荧光的吸收、辐射的速率; $(K \cdot n_2 \cdot n_1')$ 项代表 $Yb^{3+} \rightarrow Er^{3+}$ 的能量转移速率, 它跟 Yb^{3+} 的上能级粒子数成正比, 也与 Er^{3+} 的基态粒子数成正比, 就是说, 转移速率是与反转粒子数直接相关的^[2], 其比例系数为 K ; $(K' \cdot n_1 \cdot n_3')$ 项代表 $Er^{3+} \rightarrow Yb^{3+}$ 的能量回转速率, 意义同上类似。

方程(5)代表 Er^{3+} 离子能级 $^4I_{11/2}$ 的粒子数速率方程。 $(K \cdot n_2 \cdot n_1')$ 是 Yb^{3+} 把能量转移给 Er^{3+} , 并把它激发至 $^4I_{11/2}$ 能级的速率; $(K' \cdot n_1 \cdot n_3')$ 是 Er^{3+} 把能量回转移给 Yb^{3+} 的速率; $[(1/\tau_{32}') \cdot n_3']$ 代表 $^4I_{11/2}$ 能级的自发辐射速率。

方程(6)中, W_{SA}' , W_{SE}' 代表信号及 Er^{3+} 自发辐射荧光的吸收、辐射速率; $[(1/\tau_{32}') \cdot n_3']$ 项表示 $^4I_{11/2}$ 能级的衰减大部分回到亚稳态 $^4I_{13/2}$; $[(1/\tau_{21}') \cdot n_2']$ 项表示 Er^{3+} 亚稳态的自发辐射速率。

稳态情况下, (3), (5), (6)方程可以写为:

$$\begin{cases} (W_{p1} + W_{SA}) \cdot n_1 - \left(W_{p2} + W_{SE} + \frac{1}{\tau_{21}'} \right) \cdot n_2 - K \cdot n_2 \cdot n_1' + K' \cdot n_1 \cdot n_3' = 0 & (8) \\ K \cdot n_2 \cdot n_1' - K' \cdot n_1 \cdot n_3' - (1/\tau_{32}') \cdot n_3' = 0 & (9) \\ W_{SA}' \cdot n_1' + (1/\tau_{32}') \cdot n_3' - [W_{SE}' + (1/\tau_{21}')] \cdot n_2' = 0 & (10) \end{cases}$$

显然, 从上面方程组(8), (9), (10)及(1), (2)两式可以解出光纤中 Er^{3+} , Yb^{3+} 各个能级的粒子数分布。

进一步的简化可以有助于分析。在 Yb^{3+} 系统中, 泵浦光将是决定 Yb^{3+} 上、下能级粒子数分布的主要因素, 其自发辐射荧光对粒子数分布的影响将是比较小的, 因为其自发辐射荧光比起泵浦光来说太小了。由此, 在(8)式中, 可以忽略 W_{SA} , W_{SE} 两项。由文献[9, 12, 13]知, Er^{3+} 的 $^4I_{11/2}$ 能级的寿命(对磷酸盐或掺磷光纤而言, 比 $3\mu s$ 更小)比起亚稳态 $^4I_{13/2}$ 能级及 Yb^{3+} 的 $^2F_{5/2}$ 能级(0.77ms左右)的来说是非常小的, 因而在此能级上的粒子数 n_3' 将是一个很小的数, 可以近似认为 $n_3' \approx 0$ 。

简化后的方程组如下:

$$\begin{cases} W_{p1} \cdot n_1 - [W_{p2} + (1/\tau_{21}')] \cdot n_2 - K \cdot n_2 \cdot n_1' = 0 & (11) \\ W_{SA}' \cdot n_1' + K \cdot n_2 \cdot n_1' - [W_{SE}' + (1/\tau_{21}') \cdot n_2'] = 0 & (12) \\ n_1 + n_2 = \rho_{Yb} & (1) \\ n_1' + n_2' \approx \rho_{Er} & (2) \end{cases}$$

由(11)式推得:

$$n_2 = \frac{W_{p1} \cdot \rho_{Yb}}{W_{p1} + W_{p2} + (1/\tau_{21}') + K \cdot n_1'} \quad (13)$$

把(13)式代入(12)式,推得:

$$K \cdot N \cdot n_1'^2 + (K \cdot W_{p1} \cdot \rho_{Yb} + M \cdot N - L \cdot K) \cdot n_1' - L \cdot M = 0 \quad (14)$$

式中, $M = W_{p1} + W_{p2} + (1/\tau_{21})$, $N = W_{SA}' + W_{SE}' + (1/\tau_{21}')$, $L = W_{SE}' \cdot \rho_{Er} + (1/\tau_{21}') \cdot \rho_{Er}$

令: $a = K \cdot N$, $b = (K \cdot W_{p1} \cdot \rho_{Yb} + M \cdot N - L \cdot K)$, $c = L \cdot M$

由(14)式可以求出:

$$n_1' = (-b \pm \sqrt{b^2 + 4ac}) / (2a) \quad (15)$$

由于 n_1' 必须大于零才有意义,所以(15)式中只能取正号。

把(15)式代入(13)式,则可以求出 n_2 值,至此, Yb³⁺/Er³⁺ 离子的上下能级的粒子数密度都可以求出来了。

可以注意到, (15)式中实质上还有一个未知系数,即比例因子“K”仍然未知。文献[2, 13, 14]中引入了“初始能量转移效率 η_0 ”的概念,即无信号且 Er³⁺ 离子接近零反转时, (Yb³⁺ → Er³⁺) 的能量转移效率。在这种状态下,有:

$$n_1' \approx \rho_{Er} \quad (16)$$

和

$$n_2'/n_2 = \eta_0 / (1 - \eta_0) \quad (17)$$

在(12)式两边同除 n_2 , 并且代入(16), (17)两式得:

$$W_{SA}' \cdot (n_1'/n_2) + K \cdot \rho_{Er} - [W_{SE}' + (1/\tau_{21}') \cdot \eta_0 / (1 - \eta_0)] \approx 0 \quad (18)$$

在接近零反转的情形下, Er³⁺ 离子激光上能级的粒子数是很少的,因而其自发辐射荧光是很小的,相应地,其自发辐射荧光的感应吸收、辐射速率也是很小的。据此, (18)式中, $W_{SA}' \approx 0$, $W_{SE}' \approx 0$, 所以有:

$$K = [1 / (\tau_{21}' \cdot \rho_{Er})] \cdot [\eta_0 / (1 - \eta_0)] \quad (19)$$

根据吸收、辐射截面积的定义,泵浦、信号和自发辐射的速率可以分别表示如下^[15]:

$$Yb^{3+} \begin{cases} W_{p1}(r, \theta, z) = \sigma_{12}(\nu_p) \sum_{lp} I_p^{lp}(r, \theta, z) (1/h\nu_p) \\ W_{p2}(r, \theta, z) = \sigma_{21}(\nu_p) \sum_{lp} I_p^{lp}(r, \theta, z) (1/h\nu_p) \end{cases} \quad (20)$$

$$Er^{3+} \begin{cases} W_{SA}'(r, \theta, z) = \left[\sigma_{12}'(\nu_s) \frac{P_s(z)}{h\nu_s} + \int_0^\infty \frac{\sigma_{12}'(\nu)}{h\nu} S_{ASE}(\nu, z) d\nu \right] \cdot |E_s^{01}(r, \theta)|^2 \\ W_{SE}'(r, \theta, z) = \left[\sigma_{21}'(\nu_s) \frac{P_s(z)}{h\nu_s} + \int_0^\infty \frac{\sigma_{21}'(\nu)}{h\nu} S_{ASE}(\nu, z) d\nu \right] \cdot |E_s^{01}(r, \theta)|^2 \end{cases} \quad (21)$$

式中, ν_p 是泵浦频率, ν_s 是信号频率; $S_{ASE}(\nu, z)$ 是在 z 处的 ASE 功率谱密度。自发辐射包括二个方向, 所以有: $S_{ASE}(\nu, z) = S_{ASE}^+(\nu, z) + S_{ASE}^-(\nu, z)$ 。

2. 沿光纤的功率分布

前面我们已经找到了光纤中局部粒子数反转的表达式, 由此我们就可以得到在光纤中泵浦、信号和自发辐射荧光的描述。显然, 为了做到这点, 必须对局部的增益或衰减进行光纤横截面积分, 依此可以得到行波功率方程^[15]。

$$\text{对于泵浦模式 } LP_{1P} \text{ 的功率, 有 } [\partial p_p^{lp}(z) / \partial z] = g_p^{lp}(z) P_p^{lp}(z) \quad (22)$$

$$\text{式中, } g_p^{lp}(z) = -F \left\{ \alpha_1 + \int_0^{2\pi} \int_0^{a_{ax}} |E_p^{lp}(r, \theta)|^2 \cdot [\sigma_{12}(\nu_p) n_1(r, \theta, z) - \sigma_{21}(\nu_p) n_2(r, \theta, z)] r dr d\theta \right\} \quad (23)$$

(23)式中,参数“F”可以说明泵浦功率的传输方向,当 $F = +1$ 时,泵浦与信号共向(沿 z 方向);当泵浦与信号反向时, $F = -1$ 。参数 α_1 是光纤中泵浦功率的固有衰减。积分上限 α_{dot} 是掺杂纤芯半径。

同理,对于信号光功率,有

$$\frac{\partial P_s(z)}{\partial z} = g_s^{01}(z)P_s(z) \tag{24}$$

式中,

$$g_s^{01}(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha_{dot}} |E_s^{01}(r, \theta)|^2 \cdot [\sigma_{21}'(\nu_s)n_2'(r, \theta, z) - \sigma_{12}'(\nu_s)n_1'(r, \theta, z)] r dr d\theta \tag{25}$$

自发辐射的功率谱密度方程可以写作:

$$\frac{\partial S_{ASE}^-(\nu, z)}{\partial z} = -2h\nu\gamma_e(\nu, z) - [\gamma_e(\nu, z) - \gamma_a(\nu, z)] \cdot S_{ASE}^-(\nu, z) \tag{26}$$

和

$$\frac{\partial S_{ASE}^+(\nu, z)}{\partial z} = +2h\nu\gamma_e(\nu, z) + [\gamma_e(\nu, z) - \gamma_a(\nu, z)] \cdot S_{ASE}^+(\nu, z) \tag{27}$$

式中,

$$\gamma_e(\nu, z) = \sigma_{21}'(\nu) \int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha_{dot}} |E_s^{01}(r, \theta)|^2 \cdot n_2'(r, \theta, z) r dr d\theta$$

$$\gamma_a(\nu, z) = \sigma_{12}'(\nu) \int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha_{dot}} |E_s^{01}(r, \theta)|^2 \cdot n_1'(r, \theta, z) r dr d\theta \tag{28}$$

三、数值结果

从上面的模型中,可以得到一些有意义的结果,我们对 Er^{3+}/Yb^{3+} 双掺光纤放大器有进一步的认识。

Er^{3+}/Yb^{3+} 双掺光纤中参数的选择如下:

光纤纤芯 $a = 2.5\mu m$, $NA = 0.21$, 纤芯均匀掺杂 Er^{3+}/Yb^{3+} , 且掺 Er^{3+} 浓度为 100ppm, 掺 Yb^{3+} 浓度为 1000ppm; Er^{3+} 亚稳态自发辐射寿命为 $10.8ms^{[15]}$, Yb^{3+} 激发态自发辐射寿命为 $0.77ms^{[9]}$; Er^{3+} 的吸收、辐射截面值采用掺铝光纤的参数^[15], Yb^{3+} 的截面值采用文献[9, 11]中的参数,其吸收截面很小;初始能量转移效率采用 90%^[13]。最后,泵浦波长采用 $1.064\mu m$, 信号波长为 $1.549\mu m$ 。

1. 有源光纤中模场分布图

利用上述参数,不难画出光纤中泵浦、信号模式的相对强度分布图。如图 2 所示,泵浦有一高次模,信号为基模传播。从图中可见,泵浦的基模比高次模有更多的成分在掺杂区,并且基模与信号模式的交叠也更多些。

2. 最大增益与泵浦功率的关系

就小信号到大信号三种情形本文作了最大增益与泵浦功率关系的研究。结果如图 3a, b,

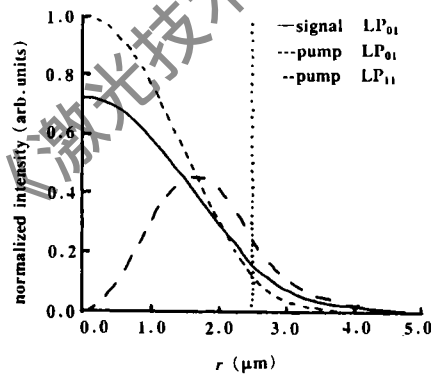


Fig.2 Modelfield intensities shown as a function of radial distance from the fibre centre for the LP_{01} -signalmode and the pumppmodes LP_{01} and LP_{11} . The dashed line shows the core-cladding boundary at $a = 2.5\mu m$ and $NA = 0.21$

c 所示。各种情形中同时考虑了泵浦中高次模的影响。

从图中看出,信号越大,可获得的最大增益越小,这是饱和效应所致;并且大信号时,其最大增益受高次模的影响较小,这是由于大信号时,粒子数分布受信号的影响和控制比小信号时的更大,从而减弱了泵浦模式分布对其的影响。

当泵浦功率不大时,正如前面所述,基模的吸收比高次模好,并且基模与信号模式的交叠也更多,从而造成基模的最大增益比高次模的大,并且随着泵浦功率的加大,这种趋势会继续扩大。这正是图 3a, b, c 中大约 100mW 泵浦以下所呈现的情形。

可以注意到,当继续加大泵浦功率时,不管是大小信号,不同泵浦模式分布的最大增益曲线都会慢慢地靠拢到一起。初看起来会觉得很奇怪,仔细分析一下就不足为奇了。

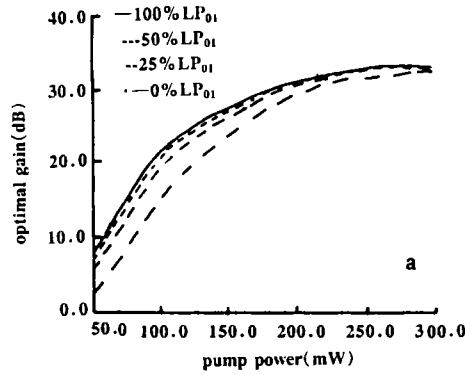


Fig. 3a Maximum gain shown versus pump power for signal power $P_s(0) = 0.1 \mu W$. The curves refer to different ratios of the LP_{01} - and LP_{11} -pump-mode excitation and the parameters describing the active fibre are given in the text

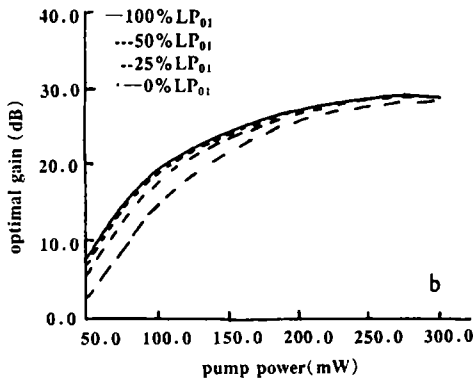


Fig. 3b Maximum gain shown versus pump power for signal power $P_s(0) = 10 \mu W$. The curves refer to different ratios of the LP_{01} - and LP_{11} -pump-mode excitation and the parameters describing the active fibre are given in the text

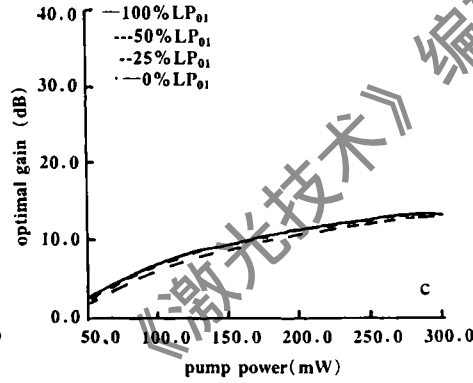


Fig. 3c Maximum gain shown versus pump power for signal power $P_s(0) = 1 mW$. The curves refer to different ratios of the LP_{01} - and LP_{11} -pump-mode excitation and the parameters describing the active fibre are given in the text

当泵浦很强时,由于 Yb^{3+} 相当于一个二能级系统,其粒子数分布可近似看作 $n_2/n_1 \approx \sigma_{12}/\sigma_{21}$, 即 $n_2 \cdot \sigma_{21} \approx n_1 \cdot \sigma_{12}$ 。从(23)式看出,这时积分号中的量将是一个很小的量,不管是基模还是高次模泵浦情形都是如此。所以此时泵浦的衰减吸收变化不管对基模还是高次模都差不多。

当大功率泵浦时,不管是基模还是高次模情形,都可以使 Er^{3+} 的粒子数几乎全部反转,从而(25)式可以近似写作:

$$g_s^{01}(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^a |E_s^{01}(r, \theta)|^2 \cdot \sigma_{21}'(\nu_s) \rho_{Er}(r) r dr d\theta \quad (29)$$

即与泵浦模式的分布无关。

基于以上二点,即泵浦与信号的变化情形都几乎与泵浦模式无关,显然就可得出最大增益会几乎趋于一致的结论了。当大信号时,Er³⁺的粒子数反转受高次模的影响更小一些,故显示出曲线更加靠近。

3. 最佳光纤长度与泵浦功率的关系

图4的a,b,c三种情形分别是对应于图3a,b,c三种情形而言的。

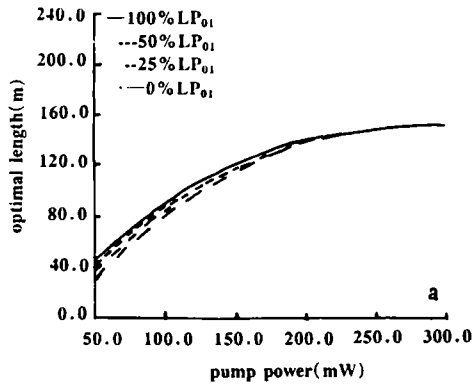


Fig. 4a Optimal length shown versus pump power for signal power $P_s(0) = 0.1 \mu W$. The results correspond to the maximum gain values on Fig. 3

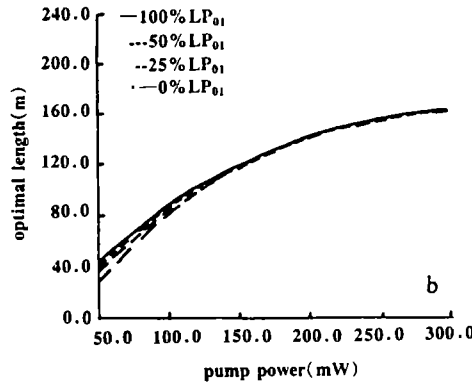


Fig. 4b Optimal length shown versus pump power for signal power $P_s(0) = 10 \mu W$. The results correspond to the maximum gain values on Fig. 3

从图中看出,信号越大,最佳长度变得越长。当大信号时,Er³⁺的粒子数反转并没有小信号时的那么大,即其基态粒子数更多些,因而Yb³⁺离子可以转移给Er³⁺离子更多的能量。相对而言,Er³⁺的亚稳态寿命比起Yb³⁺离子激发态的寿命来是长得多了,因而Yb³⁺把更多能量转移给Er³⁺,从而减小了其自身激发态粒子数目,就可以更多地减小其自发辐射造成的损耗,使得泵浦光在到达阈值前可以传输更远的距离。

对于不同的泵浦模式分布,高次模的阈值要更高一些,但由于它在掺杂区中的成分要少,可以传输得更远一些,这二点的同时作用使得图4中不同泵浦模式分布的曲线逐渐靠近。

当泵浦功率较大,又是小信号的情形时,泵浦各个模式的功率变化基本相同,并且阈值的差别与大功率的泵浦比起来也可以忽略,则对应各个泵浦模式的最佳长度会趋于一致,这正是图4a所示之情形。

当大信号时,由于Er³⁺离子的基态有更多粒子,Yb³⁺离子将会有更多的能量转移给Er³⁺,使得Yb³⁺离子的激发态与基态的“粒子数比”更加不接近 σ_{12}/σ_{21} ,从而不同泵浦模式的功率变化显得不那么一致了,造成最佳光纤长度会有所偏差,正如图4c中所示。

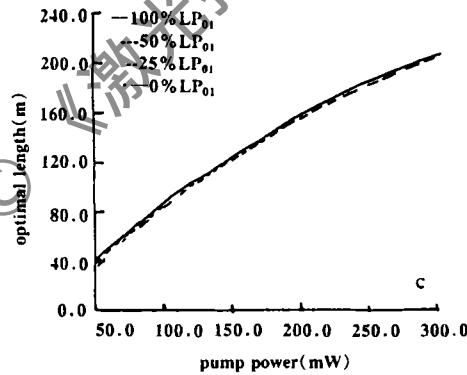


Fig. 4c Optimal length shown versus pump power for signal power $P_s(0) = 1 mW$. The results correspond to the maximum gain values on Fig. 3

4. 增益与初始能量转移效率的关系

光纤长度采用所获得的最佳长度,并且假定全部采用基模泵浦。信号大小仍为所采用的

大、中、小信号。

结果如图5所示,随着初始能量转移效率 η_0 的增加,曲线趋于一致,而后又分开。

具体解释是:在交叉点以下,大信号时,由于最佳长度更长一些,故其损耗当然也就更多了。从信号行波功率方程(24)式知,信号功率的变化率与信号功率成正比,故当改善初始能量转移效率而影响方程中的上、下能级粒子数时,大信号的功率将改善更多,从曲线上看,就是增益曲线逐渐趋于一致。

在交叉点以上。当初始能量转移效率更大时,信号由损耗变成放大。对大信号而言,由于上、下能级粒子数很快会趋于近似相等,极易饱和,增益较小;而小信号却不受这个影响。故增益曲线又会逐渐分开。

从图5看出,为获取可观的增益,初始能量转移效率 η_0 必须较大才行。而为了提高 η_0 值,须在有源光纤中掺入具有高声子能量的杂质,比如磷酸盐、磷等等^[11~14]。

四、结 论

本文建立了一个双掺光纤放大器的数学模型,其基础是光纤中局部粒子数反转的近似表达式。数值计算表明,当大功率泵浦时,高次模的影响可以忽略,从而减轻对泵浦注入模式和合波器的要求;初始能量转移效率是一个很重要的参数,它的大小直接与放大器性能相关。

参 考 文 献

- 1 Snitzer E, Woodcock R. A P L, 1965;6(3):45~46
- 2 Barnes W L, Poole S B, Townsend J E *et al.* J Lightwave Tech, 1989;7(10):1461~1465
- 3 Farries M C, Park C A, Borley S J *et al.* Electron Lett, 1992;28(5):452~454
- 4 Minelly J D, Laming R I, Townsend J E *et al.* High-Gain power amplifier tandem-pumped by a 3W multi-stripe diode. In Proc OFC, San Jose, CA, 1992:TuG2
- 5 Minelly J D, Barnes W L, Laming R I *et al.* IEEE Photonics Tech Lett, 1993;5(3):301~303
- 6 Hanna D C, Percival I M, Perry I R *et al.* Electron Lett, 1988;24(17):1068~1069
- 7 Fermann M E, Hanna D C, Shepherd D P *et al.* Electron Lett, 1988;24(18):1137~1138
- 8 Grudinin A B, Richardson D J, Senatorov A K *et al.* Electron Lett, 1992;28(8):766~767
- 9 Allain J Y, Monerie M, Poignant H. Electron Lett, 1992;28(11):988~989
- 10 Gapontsev V P, Matitsin S M, Isineev A A *et al.* Opt & Laser Tech, 1982;(8):189~196
- 11 Armitage J R, Wyatt R, Ainslie B J *et al.* Electron Lett, 1989;25(5):298~299
- 12 Townsend J E, Barnes W L, Jedrzejewski K P *et al.* Electron Lett, 1991;27(21):1958~1959
- 13 Grubb S G, Humer W F, Cannon R S *et al.* IEEE Photonics Tech Lett, 1992;4(6):553~555
- 14 Grubb S G, Humer W F, Cannon R S *et al.* Electron Lett, 1992;28(13):1275~1276
- 15 Pedersen B, Bjarklev A, Povlsen J H *et al.* J Lightwave Tech, 1991;9(9):1105~1112

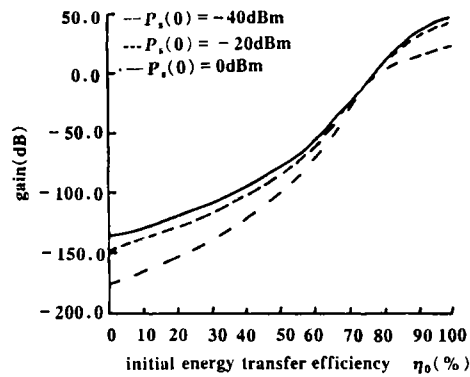


Fig. 5 Gain shown versus the initial energy transfer efficiency. The fibre length is fixed at the optimal length found for $\eta_0 = 90\%$, and the total pump power is $P_p(0) = 300\text{mW}$