

# Yb 离子抽运动力学及脉冲储能特性研究

於海武<sup>†</sup> 徐美健 段文涛 隋 展

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2006 年 5 月 26 日收到, 2006 年 11 月 23 日收到修改稿)

从准三能级 Yb 离子的能级结构出发,建立了 Yb 离子的抽运和激光速率方程,结合解析和数值方法,研究了 Yb 激光介质的抽运动力学过程,包括抽运激发效率、最低抽运强度、激光能量提取效率等关键参数,比较了三类典型的 Yb 激光介质性能:Yb:S-FAP, Yb:YAG 以及 Yb:FP-glass,以放大自发辐射(ASE)为设计判据,重点研究了脉冲储能型 Yb 激光器的设计准则,包括增益介质的厚度与掺杂浓度,最后利用此模型给出了基于 Yb:S-FAP 以及 Yb:YAG 的 100J 级二极管抽运固体激光器(DPSSL)的总体设计参数,将对基于 Yb 激光介质的脉冲储能型 DPSSL 的设计提供有益的参考.

关键词:Yb 离子,速率方程,抽运动力学,二极管抽运固体激光器

PACC:7820,7845

## 1. 引 言

20 世纪 90 年代以来,高功率激光二极管发展迅速,不论是单巴条或阵列封装都已获得了很高的抽运功率密度,另外 InGaAs 系列的 LD 也具有比 AlGaAs 更高的可靠性,因此 90 年代以来,基于 Yb 离子的激光器件得到了重视,并发展得很快<sup>[1-3]</sup>. 由于 Yb 离子具有长的上能级寿命,并且只有两个多重态能级,如图 1 所示,抽运和激光跃迁发生在 Stark 子能级之间,不适于宽光谱的脉冲氙灯或氪灯抽运,而位于 0.9—1  $\mu\text{m}$  内的单波长 LD(InGaAs)则是 Yb 离子的理想抽运源,并且具有高的量子效率(抽运波长更接近于激光波长),低的热生成率,因此有利于高平均功率运行. 目前基于 Yb 离子的激光器件正朝着三个方向迅速发展,它们分别基于 Yb 离子的三个独有的特点:1)薄片高掺杂以及晶体较高的热导系数导致了高平均功率器件的发展<sup>[4-7]</sup>; 2)长荧光寿命易于储能导致了低重复频率脉冲型大能量器件的发展<sup>[8-10]</sup>; 3)宽的发射光谱导致了飞秒超短脉冲光源<sup>[11]</sup>的发展以及直接用于超短啁啾脉冲放大介质获得百焦耳、百飞秒级的输出<sup>[12]</sup>.

由于 Yb 离子的两多重态能级结构特点,它不存在更高的激发态,因此避免了浓度猝灭、激发态吸

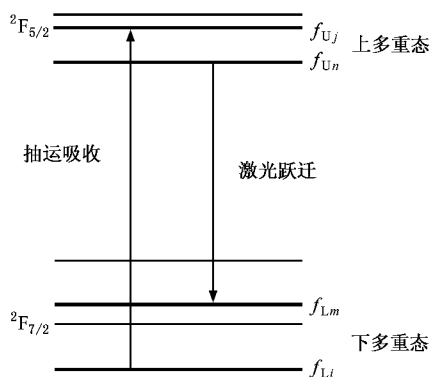


图 1 Yb 离子能级示意图以及 Stark 子能级的分布系数

收、频率上转换等过程,这些都是 Nd 离子要面对的问题. 因此基于 Yb 的激光增益介质可以获得很高的掺杂浓度,比如 Yb:YAG 可以实现全掺杂<sup>[13]</sup>,即 YbAG. 高掺杂的特点使得介质可以很薄,便于高平均功率运行时的热管理,比如通常所说的薄片激光器,介质厚度小于 0.3 mm. 然而,由于 Yb 离子的抽运和激光跃迁发生在 Stark 子能级,其激光下能级距基态很近( $\sim 600 \text{ cm}^{-1}$ ),这决定了 Yb 的准三能级特点,因此 Yb 离子与 Nd 离子抽运动力学表现出一些显著的不同特征:1)四能级系统中,增益介质的厚度原则上是任意的,以便充分地吸收抽运能量,同时保

<sup>†</sup> E-mail: yuhw69@yahoo.com.cn

证有效的能量提取,但是准三能级系统不能使用任意厚度的增益介质,因为对抽运较弱的区域,不能建立有效的粒子数反转,造成激光的损耗(激光下能级固有的热布居),同时又必须达到一定的厚度,以便有效地吸收抽运能量。2)低重复频率运转时( $< 1$  kHz),每个脉冲内都需要一小部分抽运功率用于“漂白”激光下能级的布居数,否则会对激光造成吸收(150 K 左右, Yb:YAG 成为真正的四能级系统),而四能级的 Nd 离子不存在此效应,因此就这一点而言,低重复频率时 Yb 系统的效率相对于 Nd 要低,然而这一点由 Yb 离子宽的吸收谱与 LD 发射谱更容易匹配而得到补偿。3)大多数 Yb 介质可以实现高掺杂而不会出现浓度猝灭效应,对于热管理来说,高掺杂是有效的,因为可以使用薄的激光增益介质,然而对于脉冲储能型器件,过高的掺杂浓度也会导致有害的 ASE 效应。而 ASE 和自激振荡是任何储能型器件性能的根本限制。

目前,国际上有几个项目在开展 10Hz 左右脉冲储能型的大能量 Yb 激光系统研究<sup>[8-10,12]</sup>,旨在发展用于惯性聚变能源的 DPSSL 激光驱动器<sup>[8,9]</sup>,或重复频率 PW( $10^{15}$  W)系统的抽运源<sup>[10]</sup>,或直接产生重复频率 PW 系统<sup>[12]</sup>。关于 Yb 离子抽运动力学问题,已有部分文献报道<sup>[14,15]</sup>,但未系统地针对脉冲型储能器件的 Yb 激光介质作细致的研究。本文拟从文献 14,15 给出的基本方程出发,分别利用解析方法和数值解,进一步研究 Yb 离子的抽运动力学过程,并基于储能型器件 ASE 效应的一般限制来考察 Yb 激光介质的储能特性,对三种代表性的掺 Yb 激光材料(Yb:S-FAP, Yb:YAG, Yb:FP-glass)的性能进行了比较,从而为低重复频率(数十 Hz)大能量 DPSSL 装置的增益介质选取与尺寸优化提供理论基础。

## 2. Yb 离子抽运动力学

Yb 的能级图非常简单,只有间距约为  $10000 \text{ cm}^{-1}$  的  $^2F_{7/2}$  基态和  $^2F_{5/2}$  受激多重态。抽运和激光跃迁发生在 Stark 子能级之间(图 1);由于激光下能级固有的热布居(百分之几)以及受热后激光下能级布居数进一步增加,因此具有准三能级特点。

我们首先定义参与抽运和激光跃迁的 Stark 子能级的波尔兹曼热分布因子:  $f_{Li}, f_{Lm}, f_{Un}, f_{Uj}$ , 式中下标 U 和 L 分别表示 Yb 离子的上下两个能级,下标  $i, j$  表示抽运跃迁子能级,  $m, n$  表示激光跃迁子能级,根据 Yb 的能级结构,可以计算 Yb 离子的上

述分布系数。

因此,抽运和激光过程对应的粒子数差为

$$\begin{aligned} \Delta N_p &= f_{Li} \cdot N_L - f_{Uj} \cdot N_U \\ &= N_{Yb} \cdot (f_{Li} + f_{Uj}) \cdot (f_p - X_U), \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta N_l &= f_{Un} \cdot N_U - f_{Lm} \cdot N_L \\ &= N_{Yb} \cdot (f_{Lm} + f_{Un}) \cdot (X_U - f_l), \quad (2) \end{aligned}$$

式中下标 p 和 l 分别表示抽运和激光过程,并定义了

$$\begin{aligned} f_p &= f_{Li} / (f_{Li} + f_{Uj}), \\ f_l &= f_{Lm} / (f_{Lm} + f_{Un}), \\ X_U &= N_U / N_{Yb}. \quad (3) \end{aligned}$$

因此表征激光上能级粒子数密度的速率方程为

$$\frac{dN_U}{dt} = \sigma_p c \phi_p \Delta N_p - \frac{N_U}{\tau_U} - \sigma_l c \phi_l \Delta N_l, \quad (4)$$

式中右边的三项分别表示抽运吸收、自发辐射、受激辐射,这里我们暂不考虑 ASE 效应,后文将根据 ASE 判据来考察储能特性。利用  $X_U = N_U / N_{Yb}$ , 方程(4)变为

$$\begin{aligned} \frac{dX_U}{dt} &= \sigma_p c \phi_p (f_{Li} + f_{Uj}) (f_p - X_U) - \frac{X_U}{\tau_U} \\ &\quad - \sigma_l c \phi_l (f_{Lm} + f_{Un}) (X_U - f_l), \quad (5) \end{aligned}$$

式中  $\phi_p, \phi_l$  分别是抽运和激光的光子数密度。考虑到激光饱和强度和抽运饱和强度( $\text{W}/\text{cm}^2$ )分别为

$$\begin{aligned} I_{ls} &= \frac{h\nu_l}{(f_{Lm} + f_{Un}) \cdot \sigma_l \cdot \tau_U}, \\ I_{ps} &= \frac{h\nu_p}{(f_{Li} + f_{Uj}) \cdot \sigma_p \cdot \tau_U}, \quad (6) \end{aligned}$$

式中,  $\gamma = 1 / (f_{Lm} + f_{Un})$  或  $\gamma = 1 / (f_{Li} + f_{Uj})$  通常叫“瓶颈因子”,每发生一个受激发射(吸收),上(下) Stark 能级布居数减少  $f_{Un}$  ( $f_{Li}$ ),下(上) Stark 能级布居数增加  $f_{Lm}$  ( $f_{Uj}$ )。比如 U 能级向 L 能级发生一个跃迁,则 Lm 子能级上就增加了“ $f_{Lm}$  个”离子,而 Un 子能级上减少了“ $f_{Un}$  个”离子,这时  $\sigma_{(p)}$  分别对应于子能级之间的参数值,即荧光光谱截面,不再是总能级的有效截面。比如,有效发射截面  $\sigma_{\text{eff}} = (f_{Un} + f_{Lm}) \cdot \sigma_l$ 。上述定义同样适用于标准的四能级系统,比如 Nd 离子,此时  $f_{Lm}$  和  $f_{Uj}$  均为 0,  $f_{Li}$  和  $f_{Un}$  均为 1;而对于标准的三能级系统,比如红宝石系统,  $f_{Lm}$  即为  $f_{Li}$ , 因此激光饱和通量的分母中的因子为 2。进一步定义:  $I_l = I^l / I_{ls}$ ,  $I_p = I^p / I_{ps}$  ( $I^l, I^p$  分别是物理上的激光强度和抽运光强),而  $I^p$  ( $\text{W}/\text{cm}^2$ ) =  $c \phi_p h\nu_p$ ,  $I^l$  ( $\text{W}/\text{cm}^2$ ) =  $c \phi_l h\nu_l$ , 则(5)式变为

$$\tau_U \frac{dX_U(t, z)}{dt} = I_p(t, z) \left( f_p - X_U(t, z) \right) - X_U(t, z) - I_l(t, z) \left( X_U(t, z) - f_l \right). \quad (7)$$

另一方面, 抽运吸收和激光放大过程由下述方程组描述:

$$\frac{dI_p(t, z)}{I_p(t, z)} = -\alpha_0(t, z) dz, \quad (8)$$

$$\frac{dI_l(t, z)}{I_l(t, z)} = g_0(t, z) dz, \quad (9)$$

式中, 随空间和时间变化的吸收系数和增益系数分别为

$$\alpha_0(t, z) = \sigma_p N_{Yb} (f_{Li} + f_{Uj}) \left( f_p - X_U(t, z) \right), \quad (10)$$

$$g_0(t, z) = \sigma_l N_{Yb} (f_{Lm} + f_{Un}) \left( X_U(t, z) - f_l \right). \quad (11)$$

如果待放大激光是在粒子反转数最大时注入(脉冲储能器件的常规运行方式), 此前只有抽运过程, 并且忽略放大过程期间的抽运贡献, 则反转粒子数和抽运光可用下述方程描述:

$$\tau_U \frac{dX_U(t, z)}{dt} = I_p(t, z) \left( f_p - X_U(t, z) \right) - X_U(t, z), \quad (12)$$

$$\frac{dI_p(t, z)}{I_p(t, z)} = -\alpha_0(t, z) dz. \quad (13)$$

显然大的  $f_p$  值 ( $f_{Uj} \downarrow, f_{Li} \uparrow$ ) 可增加抽运吸收, 并增加上能级反转, 见方程 (10) 和 (12).

### 3. 三类典型的掺 Yb 激光介质抽运激发效率与最低抽运强度比较

首先考察介质的抽运吸收特性. 考虑方程 (12), 设抽运光为方波, 这是 LD 抽运常用的波形, 强度为  $I_p$  (无量纲,  $I_p = I^p / I_{ps}$ ,  $I^p$  是实际抽运强度,  $I_{ps}$  为抽运饱和强度), 脉宽为  $\tau_p$ . 同时, 我们做一个薄晶体近似, 即  $I_p$  为常数. 那么对 (12) 式进行积分 (见附录), 并考虑到  $\tau_p = 0$  时,  $X_U = 0$ , 所以

$$X_U = f_p \frac{I_p}{1 + I_p} \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ - (1 + I_p) \frac{\tau_p}{\tau_U} \right] \right\}, \quad (14)$$

$X_U$  表征了在  $I_p$  的抽运强度下在抽运结束时刻 ( $\tau_p$ ) 或激光放大初始时刻达到的上能级粒子数参量, 因此以下我们将  $X_U$  记为  $X_{Up}$ . 显然, 上能级密度与  $f_p$  成正比, 同时, 由 (14) 式知, 增加  $\tau_p / \tau_U$  可以获得最大的  $X_{Up}^{\max} = f_p I_p / (1 + I_p)$ , 进一步增大  $I_p$ , 则  $X_{Up}^{\max} \rightarrow f_p$ , 此时, 抽运不再被吸收, 见 (10) 和 (13) 式, 因此  $f_p$

可用于表征储能能力 (这也正是其物理含义所在). 根据 (14) 式, 储能为  $E_{st} = X_U \cdot h\nu_p$ . 根据下文给出的 Yb :YAG, Yb :S-FAP 以及 Yb :FP-glass 材料的能级参数, 三种材料的  $f_p$  分别为 0.838, 0.988, 以及 0.856. 当然为达到这一极限的上能级粒子数反转, 三种材料需要的抽运强度有很大的差别. 图 2 给出了  $X_U$  与  $I_p$  在不同的  $\tau_p / \tau_U$  条件下的对应关系, 当  $\tau_p / \tau_U = 1, I_p = 1$  时可以获得 36.2% 的反转比例, 对于 10at% 掺杂的 Yb :YAG 来说, 此时的储能密度已接近  $100 \text{ J/cm}^3$ , 对于脉冲型的储能器件来说这一储能密度已太高, 下文将进一步详述.

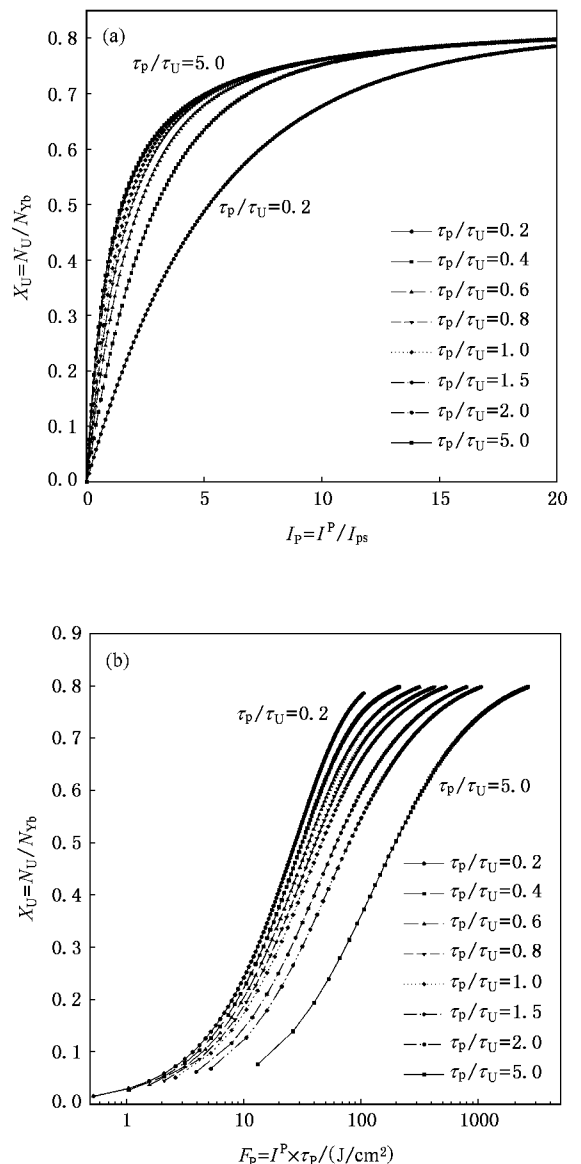


图 2 不同的抽运脉宽以及抽运功率密度条件下 Yb :YAG 可实现的上能级粒子数反转 (a) 横坐标为抽运强度 (对抽运饱和强度归一化) (b) 横坐标为抽运通量

一般情况下, 掺 Yb 离子激光介质都具有长的荧光寿命, 低的吸收和发射谱, 低的吸收和发射截面. 一个特例是 Yb:S-FAP, 这主要是由于 Yb 离子在 FAP 材料中的配位产生了高度的非中心对称所致<sup>[16]</sup>, 它具有较高的吸收和发射截面, 分别为  $8.23 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  和  $7.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  (光谱截面), 而荧光寿命达到了 1.23 ms, 因此是一种特别适合于功率受限的高功率 LD 抽运的激光介质. 与掺 Nd 激光介质一样, Yb 离子也与各种基质材料一起, 构成了丰富的激光增益介质. 表 1 给出了几种典型的掺 Yb 激光介质材料<sup>[3, 14, 15, 17-19]</sup>. 根据有效受激发射截面来划分,  $\sigma_e \geq 6$ ,  $1 \leq \sigma_e \leq 3$  或  $\sigma_e \leq 1$ , Yb:S-FAP, Yb:YAG 以及 Yb:FP-glass 是掺 Yb 的三种典型激光材料, 除 Yb:FP-glass 的激发截面小于 1 之外, 还有一类掺 Yb 氧化物晶体材料也具有非常低的发射截面<sup>[16]</sup>, 但是一般而言, ms 级的脉冲储能型器件要求材料的激发截面大于  $1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ . 为此, 我们比较了这三种材料

的抽运激发特性, 图 3 给出了抽运脉宽对应于上能态寿命、抽运强度对应于一倍抽运饱和强度时, 薄晶体近似条件下, 上能级粒子数的抽运激发比例. 这一激发比例反映了介质的本征属性. 在实际应用中, 当晶体有一定厚度时, 需要对 (12) 和 (13) 式联立求解, 见后文. 可以看出, 它们都有高的激发比例. 值得指出的是, Yb:S-FAP 在低的抽运强度下即可实现有效反转 (抽运饱和强度低以及大的  $f_p$  值), 但是 S-FAP 材料中 Yb 掺杂浓度通常较低,  $\leq 0.68 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ <sup>[13]</sup>, 为获得高的储能, 应具有足够的吸收深度. 因此为避免体 ASE 以及有效的热管理 (Yb:S-FAP 的热导率为  $2 \text{ W/m/K}$ , 是表 1 各类晶体中最低的), Mercury 装置的一个放大器单元使用了 7 片  $3 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} \times 0.75 \text{ cm}$  梯度掺杂的 Yb:S-FAP 增益介质 (平均掺杂  $0.189 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ), 有效抽运功率密度约  $2 \times 8.54 \text{ kW/cm}^2 @ 0.75 \text{ ms}$  (双向抽运).

表 1 掺 Yb 激光材料光谱学基本参数比较

参数	S-FAP	YAG	KYW	KGW	Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	FP-glass
$\lambda_l/\text{nm}$	1047	1030	1025	1026	1031	1032	1041	1030
$\lambda_p/\text{nm}$	900	941	981	981	940	976	976	940
$\sigma_{e\text{-eff}}/10^{-20} \text{ cm}^2$	6.0	2.3	3.0	2.8	1.06	1.28	1.44	0.44
$\sigma_{\text{abs}}(\lambda_l)/10^{-20} \text{ cm}^2$	0.33	0.12	0.3	0.29	0.08	0.07	0.07	-
$\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)/10^{-20} \text{ cm}^2$	8.23	0.76	0.133	0.12	-	3.0	-	0.2—0.4
$\Delta\lambda_p/\text{nm}$	4	18	3.5	3.7				
$\tau_f/\text{ms}$	1.23	0.951	0.6	0.6	0.82	0.82	0.8	1.5

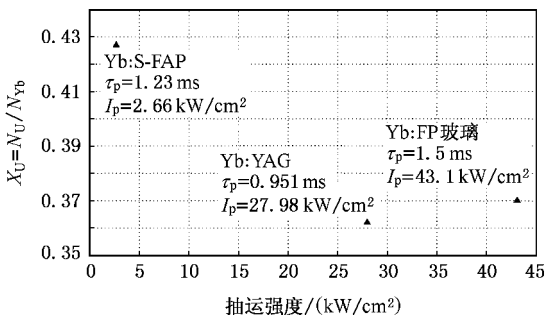


图 3 抽运脉宽对应于上能态寿命、抽运强度对应于一倍抽运饱和强度时, 三种掺 Yb 激光材料的上能级粒子数的反转比例

前文提到, 由于 Yb 离子的激光下能级固有的粒子数热布居, 因此需要一个最低抽运强度 ( $I_p^{\text{min}}$ ) 实现零反转, 使得材料对激光波长无吸收. 目前, 对于大功率 LD 二维阵列, 一般可以获得  $10\text{—}20 \text{ kW/cm}^2$  的抽运强度, 而各种掺 Yb 材料的  $I_p^{\text{min}}$  通常为

$0.4\text{—}4.5 \text{ kW/cm}^2$ <sup>[16]</sup>. 因此, 低的  $I_p^{\text{min}}$  对于降低连续器件的阈值功率或增加脉冲器件的能量转换效率是十分重要的. 下面我们考察 Yb:S-FAP, Yb:YAG 以及 Yb:FP-glass 三种材料对这一最低抽运强度的要求.

显然放大发生在  $X_U(z) > f_1$  时刻, 对应的最小抽运强度为  $I_p^{\text{min}}$ , 此时增益介质透明 (净增益为 0), 由 (14) 式可知

$$I_p^{\text{min}} = -\frac{\tau_U}{\tau_p} \cdot \ln \left\{ \frac{f_p - f_1}{f_p} - \frac{f_1}{f_p I_p^{\text{min}}} \right\} - 1. \quad (15)$$

图 4 给出了不同的抽运脉宽条件下, Yb:YAG 材料对激光波长透明所要求的最低抽运强度或抽运通量. 可以看出, 当抽运脉宽  $\tau_p = \tau_U$  时, Yb:YAG 的最低抽运强度约为  $I_p^{\text{min}} = 0.123$ , 即  $I_p^{\text{min}} = 3.4 \text{ kW/cm}^2$ , 而  $\tau_p \gg \tau_U$  时,  $I_p^{\text{min}} = 0.08$ ,  $I_p^{\text{min}} = 2.2 \text{ kW/cm}^2$ , 这一结果与下式<sup>[11]</sup>给出的计算结果基本一致:

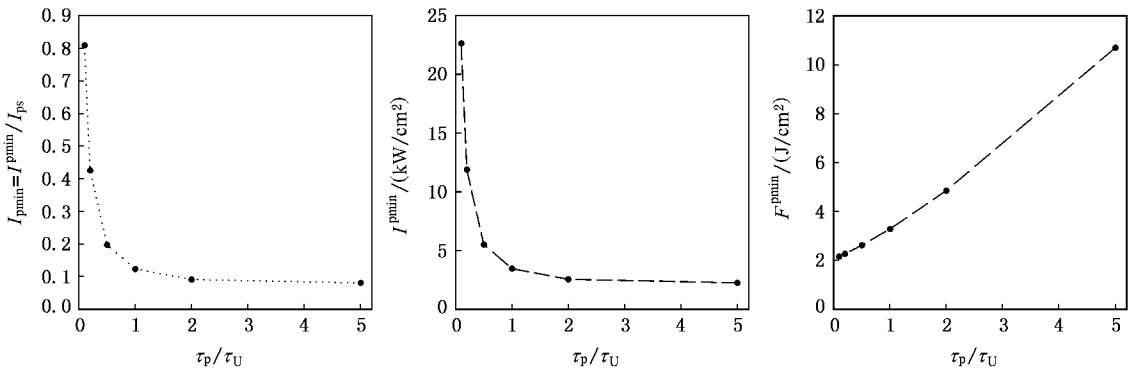


图 4 不同的抽运脉宽下, Yb :YAG 材料对激光波长透明所要求的最低抽运强度或抽运通量

$$I_p^{trans} = \frac{h\nu_p}{(\sigma_{abs}^p \sigma_{em}^1 / \sigma_{abs}^1 - \sigma_{em}^p)} \cdot \tau_U$$

$$= 1.8 \text{ kW/cm}^2, \quad (16)$$

式中, Yb :YAG 的各截面取值如下,  $\sigma_{abs}^p = 0.75 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{em}^1 = 2.1 \pm 0.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{abs}^1 = 0.12 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{em}^p = 0.07 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ . 事实上, 根据(15)式, 我们知道, 最小抽运强度是与抽运脉宽相关的, 而(16)式给出的是最低抽运强度的一个下限. 同理, 对于 Yb :S-FAP 和 Yb :FP-glass, 它们的最小抽运强度( $I_p^{min}$ )分别为 0.047 和 0.081, 因此对应的  $I_p^{min}$  分别为 0.13 kW/cm<sup>2</sup> 和 3.5 kW/cm<sup>2</sup>.

表 2 三种不同的掺 Yb 材料的最低抽运强度

	Yb S-FAP	Yb :YAG	Yb FP-glass
$I_p^{min}$	0.09 <sup>[31]</sup>	1.8 <sup>[39]</sup>	3.34 <sup>[20]</sup>
(kW/cm <sup>2</sup> )	0.13*	2.2*	3.5*

\* 本工作.

### 4. Yb 激光介质能量提取效率

原则上, 四能级的 Nd 离子储能可以被完全提取, 而准三能级的 Yb 离子, 由于下能级存在一定的热布居, 因此极限提取效率也达不到 100%. 另一方面, 不同的掺 Yb 介质的激光饱和通量也有较大的差别, 因此考虑到激光材料的体损伤或膜层损伤阈值的限制, 激光提取通量也受到了一定的限制. 比如, 典型的 10 J/cm<sup>2</sup> @ 10 ns 的通量大约是晶体材料以及高质量膜层损伤阈值的一半. 下面, 我们首先考察 Yb 激光介质能获得的极限提取效率, 然后针对脉冲储能型器件的实际运行条件, 考察 Yb :S-FAP, Yb :YAG 以及 Yb :FP-glass 三种材料的能量提取效率.

设待放大激光强度为  $I_1$ , 脉宽  $\tau_1$ , 矩形脉冲. 根据(5)式, 忽略激光放大过程中抽运的贡献, 则能量提取过程遵循下述规律:

$$\tau_U \frac{dX_U(t, z)}{dt} = -X_U(t, z) - I_1(t, z) \cdot (X_U(t, z) - f_1) \quad (17)$$

$$\frac{dI_1(t, z)}{I_1(t, z)} = g_0(t, z) dz. \quad (18)$$

同样做薄晶体近似,  $I_1$  为常数, 对(17)式积分, 注意到激光到达之前( $\tau_1 = 0$ ), 上能级反转数为  $X_{Up}$ , 见(14)式, 并将激光放大阶段上能级粒子数反转比例  $X_U$  记为  $X_{U1}$ , 则

$$X_{U1} = \frac{X_{Up}}{\exp\left[\left(1 + I_1\right) \frac{\tau_1}{\tau_U}\right]} + f_1 \frac{I_1}{1 + I_1}. \quad (19)$$

因此当强的激光放大(高通量提取)时,  $X_{U1}$  达到最小值  $X_{U1}^{min} = f_1 I_1 / (1 + I_1)$ , 进一步地, 当  $I_1 \gg 1$  时,  $X_{U1}^{min} = f_1$ , 当达到此值时, 放大介质对激光来说是透明的. 以 Yb :YAG 参数为例,  $I_{ls} = 8.22 \text{ kW/cm}^2$ , 当提取通量达到 10—20 J/cm<sup>2</sup> @ 10ns 时(20)式右边第一项的分母远大于分子. 由以上分析可知, 对于准三能级的 Yb 离子, 极限能量提取效率为

$$\eta_{extr}^{max} = \frac{f_p - f_1}{f_p}. \quad (20)$$

因此  $f_1$  和  $f_p$  两个参量联系了参与跃迁(吸收和发射)的 Stark 子能级的粒子数分布, 它们决定了系统的性能. 表 3 给出了三种掺 Yb 激光材料的 Stark 子能级参数<sup>[14, 15, 21, 22]</sup>以及抽运饱和强度、激光饱和通量与极限能量提取效率的比较.

更一般地, 增益介质的能量提取效率为

$$\eta = \frac{E_{\text{extr}}}{E_{\text{st}}} = \frac{X_{\text{Up}} - X_{\text{Ul}}}{X_{\text{Up}}}$$

$$= 1 - \exp\left[-(1 + I_1) \cdot \frac{\tau_1}{\tau_U}\right] - \frac{f_1 I_1}{1 + I_1} / X_{\text{Up}}$$

$$= 1 - \exp\left[-(1 + I_1) \cdot \frac{\tau_1}{\tau_U}\right]$$

$$- \frac{f_1 I_1}{f_p I_p} \frac{1 + I_p}{1 + I_1} \left\{ 1 - \exp\left[-(1 + I_p) \frac{\tau_p}{\tau_U}\right] \right\}^{-1} \quad (21)$$

表 3 三种掺 Yb 激光材料的 Stark 子能级参数  
以及基本激光参数比较

	Yb :S-FAP	Yb :YAG	Yb :FP-glass
$f_{Li}$	0.809	0.875	1
$f_{Lm}$	0.046	0.046	0.0687
$f_{Uj}$	0.01	0.169	0.1683
$f_{Un}$	0.989	0.702	1
$f_i$	0.044	0.062	0.064
$f_p$	0.988	0.838	0.856
$I_{ps}$ (kW/cm <sup>2</sup> )	2.66	27.98	43.1
$F_{ls}$ (J/cm <sup>2</sup> )	2.5	7.8	41.1
$\eta_{\text{extr}}/\text{max}$	0.955	0.926	0.925

基于上式,图 5 给出了 Yb :S-FAP、Yb :YAG 以及 Yb :FP-glass 三种材料的能量提取效率与抽运强度和激光提取通量之间的对应关系,可以看出,在较高的抽运强度条件下(比如  $I^p \geq I_{ps}$ ),提取效率主要决定于激光提取通量,而在较低的抽运强度时,能量提取效率与抽运强度和激光通量两者都有强的依赖关系.另一方面,由于 Yb :S-FAP 的抽运饱和强度与激光饱和通量都很低,因此 Yb :S-FAP 在较低的抽运和提取通量即可实现高的能量提取效率,而 Yb :FP-glass 的情形正好相反.

## 5. ASE 与增益介质参数设计

如前所述,如果不考虑 ASE 效应,由于 Yb 掺杂浓度可以很高,因此利用很薄的介质既可以实现大的储能,也可以获得高的热管理效率.我们曾针对文献 [10] 中提及的 Lucia 激光装置放大器单元 Yb :YAG 增益介质进行了厚度优化,优化依据是使增益介质的平均温度低于 360 K,并获得尽可能小的波前畸变<sup>[23, 24]</sup>.为了获得高效热管理,我们考察了 10at% @1.6mm—20at% @0.8 mm 的可行性.但是考虑到 ASE 效应,此掺杂浓度过高,会引入严重的 ASE 效应.下面以 Yb :YAG 以及 Yb :S-FAP 为例,具体考察其储能特性.

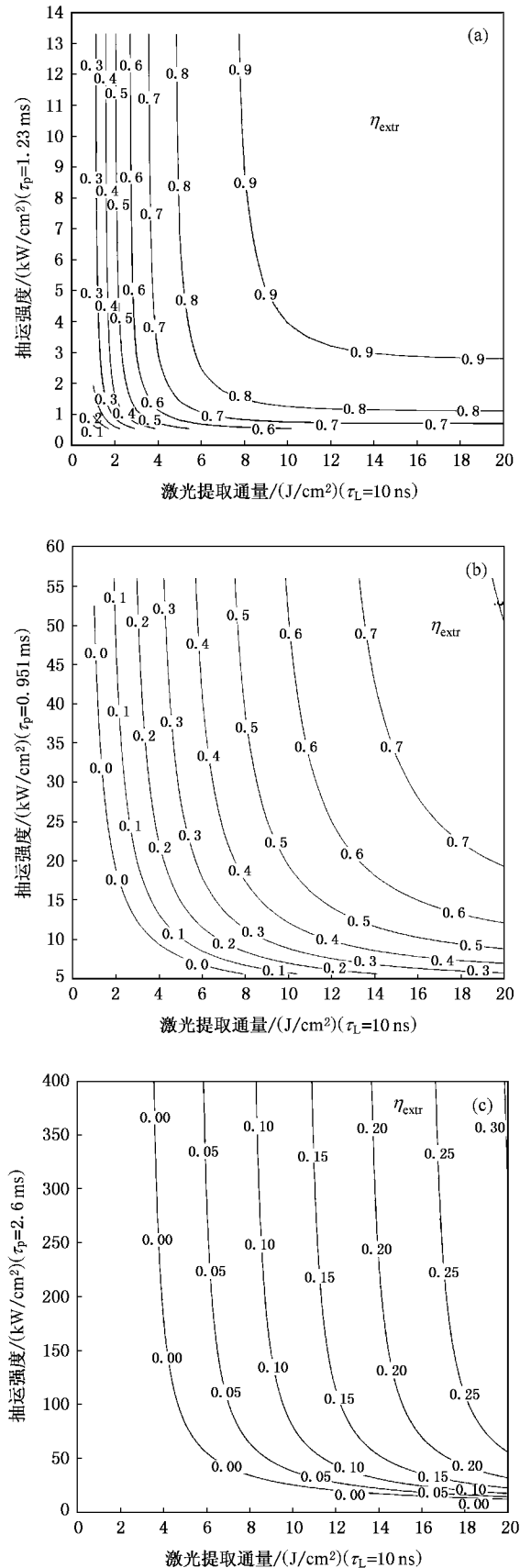


图 5 三种 Yb 激光介质的能量提取效率与抽运强度和激光提取通量之间的关系 (a) Yb :S-FAP (b) Yb :YAG (c) Yb :FP-glass

实际应用中,晶体的厚度不是无限薄,因此抽运和激光能量提取过程要分别对(12)和(13)式、以及(17)和(18)式联立求数值解.我们首先确定增益介质的浓度厚度乘积与抽运强度的关系.由(12)与(13)式求解,图6给出了特定抽运强度和掺杂浓度时 Yb :YAG 小信号增益系数与抽运脉宽和厚度的对应关系.正如所预期的,在 20 kW/cm<sup>2</sup> @ 1ms 的抽运强度下,10at% 掺杂的 Yb :YAG 增益介质的最大厚度不能超过 0.22 cm,否则那些抽运不充分的区域会造成激光的吸收损耗.同理对其他掺杂浓度做类似的计算,我们发现介质的最大浓度厚度乘积是一个常数,即  $N_{Yb} \times T \leq 3.04 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ .由于 ASE 效应由  $g_0^{\text{max}} \times l$  决定,对于 Yb :YAG 介质片,最强的 ASE 发生在表面,但是考虑到 ASE 效应与立体角  $\Omega$  有关,而  $\Omega$  又与介质的具体形状相关,对于一块矩形的薄片,近似地有  $\Omega \sim d/L$ ,其中  $d$  是介质的厚度, $L$  是介质的长度或宽度,如图 7(a)所示.图 7(b)给出了 20 kW/cm<sup>2</sup> @ 1 ms 抽运时,不同掺杂浓度的 Yb :YAG 介质的最大厚度以及介质表面的最大小信号增益系数(SSG)和整个介质内的平均小信号增益系数.对于 ns 级脉冲,考虑到最终不超过 10J/cm<sup>2</sup> 的激光输出通量,因此增益介质的净口径应不小于 10cm<sup>2</sup>.即  $l_{\text{min}} = 3.2 \text{ cm}$ .考虑到

$$(\bar{g}_0 l)_{\text{max}} \leq G_{\text{ASE}}, \quad (22)$$

式中  $\bar{g}_0$  表征了增益介质内的平均小信号增益系数.这是基于 ICF 钕玻璃固体激光放大器设计的一个经

验准则<sup>[25]</sup>,通常  $G_{\text{ASE}} \leq 3$ ,因此  $\bar{g}_0^{\text{max}} \leq 3/l_{\text{min}} = 0.94 \text{ cm}^{-1}$ .根据这一经验准则,我们可以得到,在 20 kW/cm<sup>2</sup> @ 1 ms 的抽运强度条件下,Yb :YAG 介质的最佳厚度和掺杂浓度为 0.775 cm @ 2.84 at%.此时,介质的储能为  $X_U \times N_{Yb} \times V \times h\nu_1 \sim 94 \text{ J}$ ,因此采用两组放大器单元总储能为 188 J.反之,如果采用 0.22 cm @ 10 at% 的介质,  $\bar{g}_0 = 3.31 \text{ cm}^{-1}$ ,则  $l_{\text{max}} = 0.91 \text{ cm}$ ,此时介质的总储能仍为 188 J,但是由于介质口径只有 0.8 cm<sup>2</sup>,不能满足激光提取通量与输出总能量的需求.

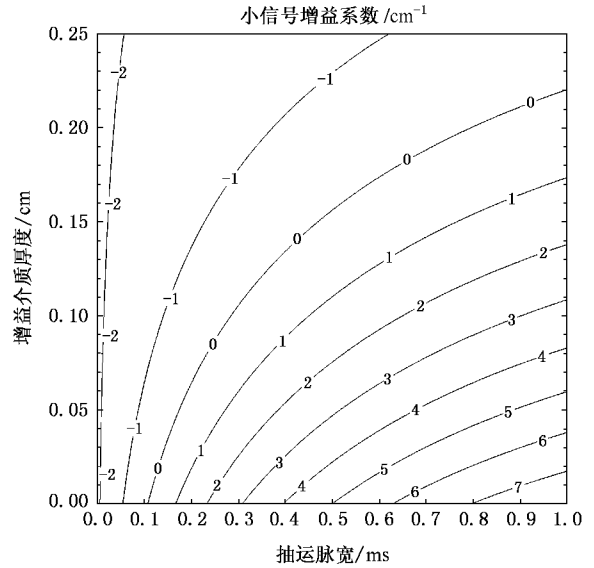


图6 给定抽运强度(20 kW/cm<sup>2</sup>)和掺杂浓度(10at%)时,Yb :YAG 小信号增益系数与抽运脉宽和增益介质厚度的对应关系

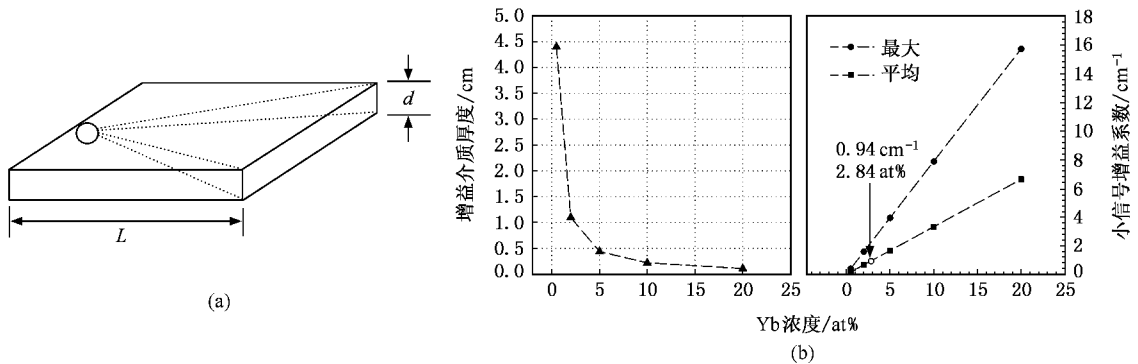


图7 (a)增益介质以及立体角示意图 (b)20 kW/cm<sup>2</sup> @ 1ms 抽运时,不同掺杂浓度的 Yb :YAG 介质的最大厚度以及对应的最大和平均小信号增益系数

对于 Yb :S-FAP 晶体,如果激光输出通量设定为 8 J/cm<sup>2</sup>,增益介质有效口径为 3 × 5 cm<sup>2</sup><sup>[26]</sup>,即  $l_{\text{min}} = 5.0 \text{ cm}$ ,则  $\bar{g}_0^{\text{max}} \leq 3/l_{\text{min}} = 0.6 \text{ cm}^{-1}$ .文献[26]中 Mercury 装置实际使用的是 8.54 kW/cm<sup>2</sup> @ 0.75 ms 的

双面抽运结构,这里作为比较,我们考虑 17.08 kW/cm<sup>2</sup> 单面抽运强度,得到的 Yb :S-FAP 介质的最佳厚度和掺杂浓度分别为 4.8 cm @  $0.18 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .此时,介质的储能为  $X_U \times N_{Yb} \times V \times h\nu_1 \sim 112 \text{ J}$ .因此两

组放大器单元总储能为 224 J, 这与 Mercury 装置对系统总储能的理论模拟结果 188 J 是自洽的, 前者高 20%, 这是由于我们在模型中未考虑 LD 抽运波长与 YbS-FAP 吸收波长的匹配效应. Mercury 装置使用的 LD 在抽运脉宽内的积分线宽约 4 nm, 而 Yb :S-FAP 的吸收带宽也为 4nm 左右, 因此更精确的模型应将此效应考虑进去<sup>[26,27]</sup>.

由于 Yb :S-FAP 晶体的热导系数非常低 ( $2\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ) 4.8cm 厚的增益介质无法满足 10 Hz 重复频率的要求. 因此, Mercury 实际使用了双面抽运、多片梯

度掺杂, 使得各片介质的热加载平衡, 如图 8 (b) 所示, 介质的平均掺杂浓度  $0.189 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ , 介质总厚度 5.25 cm. 目前 Mercury 装置已获得了 65 J 的输出<sup>[9]</sup>.

表 4 给出了目前国际上在研的三台大能量(100 级) DPSSL 装置的基本设计参数<sup>[9,10,12]</sup>. 一方面, Mercury 的设计参数验证了我们的物理模型, 同时我们也认为, Lucia 放大器增益介质的初步设计值不尽合理, 因为它重点考虑了介质的热管理(单面水冷), 因此设计了薄的增益介质,  $10\text{at}\% @ 0.16\text{cm}$ .

表 4 三台脉冲储能型大能量 DPSSL 激光装置的基本设计参数

	Mercury	Lucia	Polaris
材料	Yb :S-FAP	Yb :YAG	Yb :FP-glass
放大器单元数	2	2	1
总抽运强度	640kW@0.75ms	600kW@1.0ms	1.4kJ@2.6ms
抽运面积/ $\text{cm}^2$	$4 \times 15^\dagger$	$2 \times 12^\ddagger$	$2 \times 20^\ddagger$
介质总厚度/cm	10.5	$0.32^\ddagger$	1.3
激光输出通量( $\text{J}/\text{cm}^2$ )	8	10	10
输出指标	100J@10ns	100J@10ns	200J@150fs

† 因子 4 或 2 表示放大级的总抽运面数; ‡ 初步设计参数.

最后需要说明的是, 图 5 给出的是薄晶体近似条件下的单程提取效率. 若装置的放大级由两组放大器单元构成, 则 Yb :S-FAP 系统的单程对数增益为  $2g_0L = 5.76$ , 式中  $L$  是一组放大器单元的总增益长度, 而 Yb :YAG 系统的单程对数增益为 1.46, 因此两种装置的放大级构型略有区别, 比如前者采用四

程构型<sup>[26]</sup>, 较低的前端注入能量, 而后者可使用“V”形的三程构型(等效六程)<sup>[10]</sup>, 并且采用较高的前端注入. 类似的分析表明, 对于 Yb :FP-glass 系统, 需要更多程的放大级构型, 比如 12 程构型<sup>[12]</sup>. 限于篇幅, 这里不再对此作深入讨论.

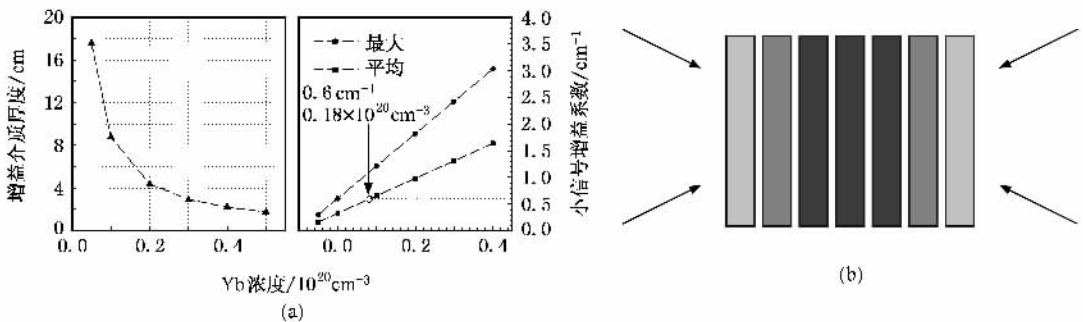


图 8 (a)  $17 \text{kW}/\text{cm}^2 @ 0.75 \text{ms}$  抽运时, 不同掺杂浓度的 Yb :S-FAP 介质的最大厚度以及对应的最大和平均小信号增益系数; (b) Mercury 放大器单元 7 片组 Yb :S-FAP 增益介质及双向端抽运示意图, 掺杂浓度分别为  $(0.14, 0.17, 0.2, 0.2, 0.2, 0.17, 0.14) \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ , 增益介质抽运体积为  $7 \times (3 \times 5 \times 0.75) \text{cm}^3$

## 6. 结 论

本文从准三能级 Yb 离子的能级结构出发, 建

立了 Yb 离子的抽运和激光速率方程. 利用解析和数值方法, 研究了 Yb 激光介质的抽运动力学过程. 基于薄晶体近似, 研究了掺 Yb 激光介质关键参数的本征属性. 这些参数包括: 抽运激发效率、最低抽



运强度、激光能量提取效率等,比较了三类典型的 Yb 激光介质性能:Yb:S-FAP, Yb:YAG 以及 Yb:FP-glass. 研究结果表明:

1. 由于 Yb:S-FAP 的抽运饱和强度以及激光饱和通量都很低,具有高的抽运激发效率以及激光能量提取效率,并考虑到其长的荧光寿命以及合适的抽运吸收带宽,因此 Yb:S-FAP 是一种十分理想的脉冲储能型激光增益介质. 考虑到 ASE 退抽运效应的一般性限制原则,基于 Yb:S-FAP 的  $n_s$ , 100J 级 DPSSL 系统的总体设计参数为: a) 抽运强度单向 17 kW/cm<sup>2</sup> 或双向 8.5 kW/cm<sup>2</sup>, b) 输出通量 8 J/cm<sup>2</sup>, 增益介质口径 3 × 5 cm<sup>2</sup>, c) 两组放大器单元、每组放大器单元的介质总厚度约 4.8 cm, 掺杂浓度约 0.18 × 10<sup>20</sup> cm<sup>-3</sup>.

2. 虽然 Yb:YAG 的抽运饱和强度以及激光饱和通量均较高,需要较强的抽运以及较高的激光提取通量,但结果表明,它仍是理想的储能型增益介质. 另外, Yb:YAG 介质结合了 Yb 离子的储能特性以及 YAG 材料优良的热机械性能,且 Yb:YAG 晶体相对容易生长. 同样,考虑到 ASE 退抽运效应的一般性限制原则,基于 Yb:YAG 的  $n_s$ , 100 J 级 DPSSL 系统的总体设计参数为: a) 抽运强度单向 20 kW/cm<sup>2</sup>, b) 输出通量 10 J/cm<sup>2</sup>, 增益介质口径 10 cm<sup>2</sup>, c) 两组放大器单元、每组放大器单元的介质总厚度约 0.775 cm, 掺杂浓度约 3.92 × 10<sup>20</sup> cm<sup>-3</sup>.

3. 脉冲储能型器件不宜使用薄片高掺杂构型,这一点与高平均功率的连续器件不同. 前者首先要保证储能,而后者更注重高增益和介质散热过程,因此后者通常使用高掺杂的薄片介质. 然而,在 ASE 允许的范围内,应尽可能使用较高的掺杂浓度,这样可以使用较薄的介质,便于热管理. 相对而言, Yb:YAG 的较高掺杂以及较高的抽运强度带来的较高的热源功率密度,由薄增益介质以及 YAG 材料的高热导系数得以补偿( Yb:S-FAP 的热导率为 2 W/(m·K), Yb:YAG 的热导率约 10 W/(m·K)). 初步分析表明,上述介质的厚度(4.8 cm 的 Yb:S-FAP 以及 0.775 cm 的 Yb:YAG)在 10 Hz 重复频率时,介质的平均温升都不易控制,需要考虑特殊的热管理方案,比如将介质沿厚度方向切片等. 由于准三能级的 Yb 离子对温度很敏感,因此热管理是 Yb 激光器的一个关

键技术,下一步我们将根据热管理需求对介质的具体构形进一步优化.

## 附录

我们知道,形如  $y' + p(t)y = q(t)$  的通解为

$$y = u^{-1} \cdot \left( \int q(t)u dt + c \right),$$

其中

$$u = \exp\left[\int p(t) dt\right],$$

因此对 (12) 式进行积分,利用薄晶体近似条件,  $I_p$  为常数,并考虑到  $\tau_p = 0$  时,  $X_U = 0$ , 所以

$$X'_U + \frac{1 + I_p}{\tau_U} X_U = I_p f_p / \tau_U,$$

$$u = \exp\left[\int_0^{\tau_p} \frac{1 + I_p}{\tau_U} dt\right] = \exp\left[(1 + I_p) \frac{\tau_p}{\tau_U}\right],$$

$$\begin{aligned} X_U &= \frac{1}{\exp\left[(1 + I_p) \frac{\tau_p}{\tau_U}\right]} \\ &\times \left\{ \int_0^{\tau_p} \frac{I_p f_p}{\tau_U} \cdot \left[ \exp\left(1 + I_p\right) \frac{t}{\tau_U} \right] dt + c \right\} \\ &= \frac{1}{\exp\left[(1 + I_p) \frac{\tau_p}{\tau_U}\right]} \\ &\times \left[ \frac{I_p f_p}{\tau_U} \cdot \frac{\tau_U}{(1 + I_p)} \cdot \exp\left(1 + I_p\right) \frac{\tau_p}{\tau_U} + c \right] \\ &= \frac{c}{\exp\left[(1 + I_p) \frac{\tau_p}{\tau_U}\right]} + \frac{I_p f_p}{1 + I_p}. \end{aligned}$$

当  $\tau_p = 0$  时,  $X_U = 0$ , 则  $c = -f_p I_p (1 + I_p)$ , 此时为抽运结束时刻或激光能量提取的初始时刻,因此将这一  $X_U$  记为  $X_{Up}$ , 因此

$$X_{Up} = f_p \frac{I_p}{1 + I_p} \cdot \left\{ 1 - \exp\left[-(1 + I_p) \frac{\tau_p}{\tau_U}\right] \right\}. \quad (A1)$$

同理,根据 (17) 式,我们有

$$X_U = \frac{c}{\exp\left[(1 + I_1) \frac{\tau_1}{\tau_U}\right]} + \frac{I_1 f_1}{1 + I_1},$$

当  $\tau_1 = 0$  时,  $X_U = X_{U1}$ , 并且  $I_1 = 0$ , 则  $c = X_{U1}$ , 此时  $X_U$  表征的是激光放大过程中上能级的粒子数反转比例,因此将  $X_U$  记为  $X_{U1}$ ,

$$X_{U1} = \frac{X_{Up}}{\exp\left[(1 + I_1) \frac{\tau_1}{\tau_U}\right]} + f_1 \frac{I_1}{1 + I_1}. \quad (A2)$$

- [ 1 ] Lacovara P , Choi H K , Wang C A , Aggarwal R L , Fan T Y 1991 *Opt. Lett.* **16** 1089
- [ 2 ] Fan T Y , Klunk S , Henein G 1993 *Opt. Lett.* **18** 423
- [ 3 ] DeLoach L D , Payne S A , Smith L K , Kway W L , Krupke W F 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 269
- [ 4 ] Giesen A , Hugel H , Voss A 1994 *Appl. Phys. B* **58** 365
- [ 5 ] Rutherford T S , Tulloch W M , Gustafson E K 2000 *IEEE J. Quantum. Electron.* **36** 205
- [ 6 ] Liu Q , Gong M L , Pan Y Y , Li C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2159 ( in Chinese )[ 柳 强、巩马理、潘圆圆、李 晨 2004 物理学报 **53** 2159 ]
- [ 7 ] Liu Q , Gong M L , Li C , Gong W P , Lu F Y , Chen G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 721 ( in Chinese )[ 柳 强、巩马理、李 晨、宫武鹏、陆富源、陈 刚 2005 物理学报 **54** 721 ]
- [ 8 ] Orth C D , Payne S A , Krupke W F 1996 *Nuclear Fusion* **36** 75
- [ 9 ] Bayramian A 2005 *High Average Power Laser Program Workshop* ( Rochester NY )
- [ 10 ] Chanteloup J C , Yu H W , Bourdet G , Dambrine C , Ferré S , Fülöp A , Moal S , Pichot A , Touzè G , Zhao Z 2005 *Proceedings of SPIE* **5707** 105
- [ 11 ] Hönninger C , Paschotta R , Graf M , Genoud F M , Zhang G , Moser M , Biswal S , Nees J , Braun A , Mourou G A , Johannsen I , Giesen A , Seeber W , Keller U 1999 *Appl. Phys. B* **69** 3
- [ 12 ] Hein J , Podleska S , Siebold M , Hellwing M , Bodefeld R , Sauerbrey R , Ehrt D , Wintzer W 2004 *Appl. Phys. B* **79** 419
- [ 13 ] Patel F D , Honea E C , Speth J , Payne S A , Hutcheson R , Equall R 2001 *IEEE J. Quantum Electronics* **37** 135
- [ 14 ] Fan T Y 1992 *IEEE J. Quantum Electronics* **28** 2692
- [ 15 ] Bourdet G L 2001 *Optics Communications* **200** 331
- [ 16 ] DeLoach L D , Payne S A , Chase L L , Smith L K , Kway W L , Krupke W F 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 1179
- [ 17 ] Kong J , Fan T Y , Lu J , Ueda K 2004 *Appl. Phys. B* **79** 449
- [ 18 ] Kuleshov N V , Lagatsky A A , Podlipensky A V , Mikhailov V P 1997 *Opt. Lett.* **22** 1317
- [ 19 ] Klopp P , Petrov V , Griebner U , Petermann K , Peters V , Erbert G 2004 *Opt. Lett.* **29** 391
- [ 20 ] Zhang L Y , Wen L , Xu Y C , Hu L L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1567 ( in Chinese )[ 张丽艳、温 磊、徐永春、胡丽丽 2004 物理学报 **53** 1567 ]
- [ 21 ] Taira T , Tulloch W M , Byer R L 1997 *Appl. Opt.* **36** 1867
- [ 22 ] Bayramian A J , Bibeau C , Beach R J , Marshall C D , Payne S A , Krupke W F 2000 *Opt. Lett.* **25** 622
- [ 23 ] Yu H W , Bourdet G , Ferre S 2005 *Appl. Opt.* **44** 6412
- [ 24 ] Yu H W , Bourdet G 2005 *Appl. Opt.* **44** 7161
- [ 25 ] Erlanson A C , Jancaitis K S , McCracken R W , Rotter M D 1992 *Inertial Confinement Fusion-Quarterly report* , UCRL-LR-105821-92-3
- [ 26 ] Bayramian A J 2000 UCRL-LR-139215
- [ 27 ] Yu H W , Xu M J , Duan W T , Sui Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2559 ( in Chinese )[ 於海武、徐美健、段文涛、隋 展 2007 物理学报 **56** 2559 ]

# Investigation on pumping dynamics and pulsed energy storage performance of Yb ions

Yu Hai-Wu<sup>†</sup> Xu Mei-Jian Duan Wen-Tao Sui Zhan

( *Research Center of Laser Fusion , China Academy of Engineering Physics , Mianyang 621900 , China* )

( Received 26 May 2006 ; revised manuscript received 23 November 2006 )

## Abstract

Based on the energy structure of quasi-three-level Yb-ion , the pumping and lasing rate equations are set up. The pumping dynamics of Yb-ion is investigated analytically and numerically , which includes the pumping excitation efficiency , the minimum pumping intensity , and the stored energy extraction efficiency. The laser performances of three typical Yb-doped laser materials are compared , i. e. , Yb :S-FAP , Yb :YAG and Yb :FP-glass. Based on the criterion of amplified spontaneous emission ( ASE ) , the design principles of pulsed energy-storage Yb lasers are investigated specifically , which includes the optimum thickness and doping concentration of the gain medium. Finally , based on our model , the baseline parameters are presented for a 100J-class diode-pumped solid-state laser based on either Yb :S-FAP or Yb :YAG. This paper would be helpful for designing the pulsed energy-storage Yb-based DPSS lasers.

**Keywords** : Yb ion , rate equation , pumping dynamics , diode-pumped solid-state laser

**PACC** : 7820 , 7845

<sup>†</sup> E-mail : yuhw69@yahoo.com.cn