

# 脉冲储能型重复频率 Yb :YAG 片状激光 放大器 ASE 效应研究\*

严雄伟<sup>†</sup> 於海武 曹丁象 李明中 蒋东镇 蒋新颖 段文涛 徐美健

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2008 年 8 月 7 日收到, 2008 年 9 月 10 日收到修改稿)

探讨了脉冲储能型重复频率片状 Yb :YAG 激光放大器抽运过程中的自发辐射放大(ASE)效应和能量提取过程. 在 Yb<sup>3+</sup> 离子抽运动力学的基础上, 建立了抽运过程中的自发辐射放大模型, 计算了 Yb :YAG 晶体中三维含时储能密度分布和全片可提取能量. 讨论了不同介质尺寸、掺杂浓度及厚度、介质温度参数下, 自发辐射放大对储能的影响. 给出了较为优化的设计, 将有助于基于 Yb 激光材料的大能量二极管抽运的固体激光器设计.

关键词: 脉冲储能, Yb :YAG 激光放大器, 自发辐射放大(ASE)

PACC : 7820, 7845

## 1. 引 言

进入 20 世纪 90 年代, 随着 InGaAs 激光二极管输出功率和稳定性升高、价格下降, 以及人们对激光器高效、高功率和集成化的追求, Yb<sup>3+</sup> 掺杂的激光介质备受关注. 尤其是在惯性约束核聚变(ICF)以及通信、军事上的巨大应用需求, 更将 Yb 激光材料的研究推向了高潮<sup>[1-3]</sup>. 由于 Yb 激光材料具有高的量子效率(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. 商业化的 Yb :YAG 薄片激光器的输出功率已经达到 4 kW<sup>[4]</sup>. 由于 Yb 离子的三个独有的特点, 基于 Yb 离子的激光器件正朝着三个方向迅速发展: 1) 薄片高掺杂以及晶体较高的热导系数, 导致高平均功率器件的发展<sup>[5-8]</sup>; 2) 长荧光寿命易于储能, 导致低重复频率脉冲型大能量器件的发展<sup>[9-11]</sup>; 3) 宽的发射光谱导致飞秒超短脉冲光源<sup>[12]</sup>的发展, 直接用作超短啁啾脉冲放大介质, 获得百焦耳、百飞秒级的输出<sup>[13]</sup>.

重复频率运转时, 增益介质热管理是一个挑战性的问题. 对于端面抽运的片状放大器, 介质的厚度受到限制, 而脉冲储能方式又必须避免过高的增益, 即介质厚度不能太薄, 因此重复频率、大口径、高效

率放大器技术, 特别是重复频率条件放大自发辐射效应(避免过高的增益)的优化设计是我们关注的重点.

文献[14]给出了 100 J 级 Yb :YAG 激光器的物理设计, 其中 ASE 效应的考虑是基于 ICF 激光驱动器的经验判据. 本文建立了三维含时的 ASE 物理模型, 进一步对脉冲储能型重复频率片状 Yb :YAG 激光放大器抽运过程中的 ASE 效应和能量提取过程进行了探讨, 计算了 Yb :YAG 晶体中三维含时储能密度分布和全片可提取能量, 讨论了介质尺寸、掺杂浓度及厚度、介质温度等对自发辐射放大效应、储能均匀度(定义为全片最大储能密度除以全片平均储能密度)、光-光转换效率以及可提取总能量的影响, 并给出较为优化的设计, 为大能量的 Yb 激光系统提供了设计判据.

## 2. Yb 离子抽运动力学<sup>[14]</sup>

Yb 的能级图非常简单, 只有间距约为 10000 cm<sup>-1</sup> 的 <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> 基态和 <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> 受激多重态, 抽运和激光跃迁发生在 Stark 分裂的子能级之间(见图 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.

\* 国家自然科学基金(批准号: 30874157)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: yxw130@163.com

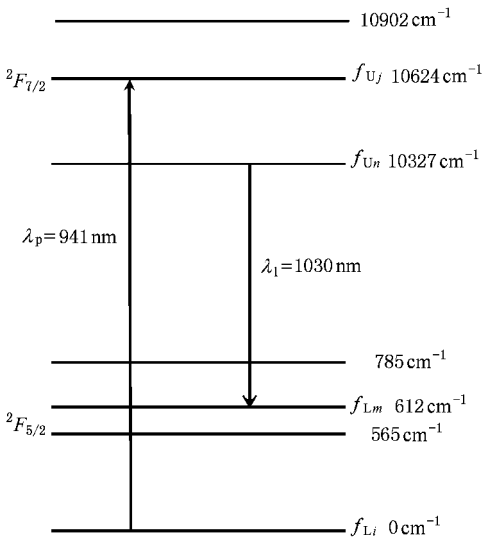


图 1 Yb 离子能级示意图以及 Stark 子能级的分布系数

首先定义参与抽运和激光跃迁的 Stark 子能级的玻尔兹曼热分布因子:  $f_{L_i}$ ,  $f_{L_m}$ ,  $f_{U_n}$ ,  $f_{U_j}$ , 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

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

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

式中下标 p 和 l 分别表示抽运和激光过程,  $N_{Yb}$  表示 Yb 粒子数密度 ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $N_U$  与  $N_L$  分别表示处于上能级和下能级的 Yb 粒子数密度, 并定义  $f_p = f_{L_i} / (f_{L_i} + f_{U_j})$ ,  $f_l = f_{L_m} / (f_{L_m} + f_{U_n})$ ,  $X_U = N_U / N_{Yb}$ . 因此表征激光上能级粒子数密度的速率方程为

$$\frac{dN_U}{dt} = \sigma_p c \phi_p \Delta N_p - \frac{N_U}{\tau_U} - \sigma_l c \phi_l \Delta N_l, \quad (3)$$

式中右边的三项分别表示抽运吸收、自发辐射、受激辐射. 利用  $X_U = N_U / N_{Yb}$ , 方程 (3) 变为

$$\begin{aligned} \frac{dX_U}{dt} &= \sigma_p c \phi_p (f_{L_i} + f_{U_j} \chi f_p - X_U) \\ &\quad - \frac{X_U}{\tau_U} - \sigma_l c \phi_l (f_{L_m} + f_{U_n} \chi X_U - f_l), \end{aligned} \quad (4)$$

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 ( $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) 分别为

$$I_{ls} = \frac{h\nu_l}{(f_{L_m} + f_{U_n}) \sigma_l \tau_U}, \quad (5)$$

$$I_{ps} = \frac{h\nu_p}{(f_{L_i} + f_{U_j}) \sigma_p \tau_U}. \quad (6)$$

进一步定义  $I_l = I / I_{ls}$ ,  $I_p = I / I_{ps}$  ( $I^p, I^l$  分别是物理上的激光强度和抽运光强), 而  $I^p = c \phi_p h \nu_p$ ,  $I^l = c \phi_l h \nu_l$ , 则 (4) 式变为

$$\begin{aligned} \tau_U \frac{dX_U(t)}{dt} &= I_p(t) \chi f_p - X_U(t) \\ &\quad - X_U(t) - I_l(t) \chi X_U(t) - f_l. \end{aligned} \quad (7)$$

另一方面, 抽运吸收和激光放大过程由下述方程组描述:

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

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

式中, 随空间和时间变化的吸收系数和增益系数分别为

$$\alpha_0(t) = \sigma_p N_{Yb} (f_{L_i} + f_{U_j} \chi f_p - X_U(t)), \quad (10)$$

$$g_0(t) = \sigma_l N_{Yb} (f_{L_m} + f_{U_n} \chi X_U(t) - f_l). \quad (11)$$

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 ns 脉冲的抽运贡献, 则反转粒子数和抽运光可用下述方程描述:

$$\begin{aligned} \tau_U \frac{dX_U(t)}{dt} &= I_p(t) \chi f_p - X_U(t) - X_U(t), \end{aligned} \quad (12)$$

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

### 3. ASE 物理模型

由上述公式可知, 在片中的储能  $E_{st} = X_U N_{Yb} h \nu_p$ . 在 (12) 式左右两边同时乘以  $N_{Yb} h \nu_p$ , 除以  $\tau_U$ , 得到关于片中的储能  $E_{st}$  的抽运速率方程

$$\begin{aligned} \frac{dE_{st}(t)}{dt} &= I_p(t) f_p N_{Yb} h \nu_p / \tau_U \\ &\quad - (I_p(t) \chi \tau_U + 1 / \tau_U) E_{st}(t). \end{aligned} \quad (14)$$

在得到抽运速率方程后, 若已知  $I_p(t)$  的解析表达式, 且能对二极管出光到腔传输过程进行严格求解, 显然可以得到 Yb:YAG 内不同位置 and 不同抽运时间的储能密度分布. 但是, 这样的程序编制起来

比较复杂,因为随着抽运结构的不同,会得到不同的抽运分布,而且这样的三维含时程序计算量比较大.

为了程序上方便进行处理,我们对单个 Yb:YAG 片进行网格划分,如图 2 所示,竖直方向上即  $z$  轴方向为片厚方向, $y$  轴为片高方向,水平  $x$  轴方向为片长方向.设网格划分为片高  $\times$  片长  $\times$  片厚,相对应值为  $o \times p \times q$ ,单个网格的体积为  $\Delta V$ , $t$  时刻总的储能为  $\sum_{opq} E_{st}(o, p, q, t) \times \Delta V$ ,  $E_{st}(o, p, q, t)$  为  $t$  时刻  $(o, p, q)$  单元内的储能密度,则在某一横截面上的所有网格的储能为  $\sum_{pq} E_{st-o}(p, q, t) \times \Delta V$ . 在初步计算中,我们假设抽运光垂直 Yb:YAG 片入射,在片中的能量沉积在水平方向均匀分布,在厚度方向按吸收系数指数分布<sup>[15]</sup>.

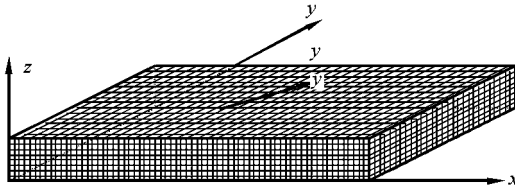


图 2 Yb:YAG 片的网格划分

方程 (14) 式可用有限差分法来求解: $t' = (n + 1)\Delta t$  时刻的储能密度和  $n\Delta t$  时刻的关系为

$$\begin{aligned} E_{st}(x, y, z, n + 1) &= (E_{st}(x, y, z, n) \\ &+ I_p(x, y, z, n) f_p N_{Yb} h\nu_p \Delta t / \tau_U) \\ &\times \exp[-\Delta t(1/\tau_U + I_p(x, y, z, n) \tau_U)]. \end{aligned} \quad (15)$$

抽运前  $E_{st}(x, y, z, 0) = 0$ . 介质单元在获得储能的同时又以荧光形式随机向  $4\pi$  空间辐射能量. 在  $t'$  时刻介质单元  $\Delta V$  的储能密度为  $E_{st}(x, y, z, n + 1)$ . 根据爱因斯坦关系,有一部分储能会以荧光形式衰减掉,在  $\Delta t$  间隔内自发辐射能量密度  $E_{st}(x, y, z, n + 1)$  表示为

$$\begin{aligned} E_{st}(x, y, z, n + 1) &= (1 - \exp(-\Delta t/\tau)) E_{st}(x, y, z, n + 1) \end{aligned} \quad (16)$$

假设自发辐射是各向同性的,分为  $M$  条相互独立的光线,每条光线所携带的能量为  $E_{st}(x, y, z, n + 1)/M$ . 实际上,各体积单元的自发辐射是同时进行的,而在模拟过程中,只能一条条地进行光线追迹. 在此做如下假设:设自发辐射以随机的顺序从

各个体积单元出发,又以随机的角度向各个方向发射能量. 这个按顺序而不是并行的方法是有效的,因为经过任何体积单元的放大都是小信号.

计算中自发辐射光线随机地从某体积单元以随机的角度辐射,光线在经过另一体积单元时,若该单元的储能密度足够高,则自发辐射被放大,光线的能量变为

$$\begin{aligned} E_{ASE}(x, y, z, n + 1) &= E_{st}(x, y, z, n + 1) \\ &\times \exp[(g_0 - \alpha_{ns})d], \end{aligned} \quad (17)$$

式中  $g_0$  为小信号增益系数,  $\alpha_{ns}$  为损耗系数,  $d$  为光线经过体积单元的路径长度. 由 (11) 式得

$$\begin{aligned} E_{ASE}(x, y, z, n + 1) &= E_{st}(x, y, z, n + 1) \exp\{[\sigma_1 N_{Yb}(f_{Lm} + f_{Un}) \\ &\times (X_U(x, y, z, n + 1) - f_1) - \alpha_{ns}]d\} \\ &= E_{st}(x, y, z, n + 1) \exp\{[\sigma_1 N_{Yb}(f_{Lm} + f_{Un}) \\ &\times (E_{st}(x, y, z, n + 1) \\ &\times (N_{Yb} h\nu_p) - f_1) - \alpha_{ns}]d\}, \end{aligned} \quad (18)$$

式中未考虑再吸收作用,虽然再吸收作用较小,但为了较精细的建模,在 (18) 式中应加入再吸收截面  $\sigma_a$ . 这一修正项 (18) 式变为

$$\begin{aligned} E_{ASE}(x, y, z, n + 1) &= E_{st}(x, y, z, n + 1) \\ &\times \exp\{[(\sigma_1 - \sigma_a) N_{Yb}(f_{Lm} + f_{Un}) \\ &\times (E_{st}(x, y, z, n + 1) \\ &\times (N_{Yb} h\nu_p) - f_1) - \alpha_{ns}]d\}, \end{aligned} \quad (19)$$

式中  $\sigma_1, \sigma_a$  为 Yb 的受激发射截面和再吸收截面,如果考虑光谱分布情况,则  $\sigma_1, \sigma_a$  应为波长的函数,根据实际情况,在精度允许的情况下,用有效受激发射截面和有效再吸收截面代替. 该单元的能量密度损耗表示为

$$\begin{aligned} \delta_E(x, y, z, n + 1) &= E_{st}(x, y, z, n + 1) \\ &\times \{\exp[(g_0 - \alpha_{ns})d] - \exp(-\alpha_{ns}d)\}. \end{aligned} \quad (20)$$

从而该单元的储能密度变为

$$\begin{aligned} E'_{st}(x, y, z, n + 1) &= E_{st}(x, y, z, n + 1) - \delta_E(x, y, z, n + 1) \end{aligned} \quad (21)$$

抽运 Yb:YAG 过程中, Yb:YAG 吸收抽运能量使激光上能级反转粒子数增加,而自发辐射又使得反转粒子数减少,并且自发辐射在储能密度达到一定值的 Yb:YAG 片内传输会不断被放大,这些过程

实际上是同时发生,但在模拟时,对这些过程同时加以考虑的数学表达式很复杂,也很难实现定量计算,因而做了如下处理:在某一个时间间隔内,先暂时考虑 Yb:YAG 吸收抽运能量和自发辐射这两个过程,在这两个过程作用下,得到 Yb:YAG 片内的储能密度分布,确定初始分布后再考虑 ASE 过程,这样就得到一个的新的储能密度分布,下一个时间间隔重复以上的做法,当时间间隔划分得较小时,这种处理方法是实际抽运过程较合理的近似。

假定在某一时刻,从放大器某个网格中产生了一条自发辐射光线,在储能密度足够高时,就会产生增益,这条光线在放大以后,会随机地向不同的方向传播,然后,进行光线追迹,追迹过程首先从选择光线与下一个小网格边界的交点开始,当它到达 Yb:YAG 片通光方向上的两个面时,会发生反射;当到达有包边的剩余四个反射面时,由于有吸收层,故认为光线没有反射,这样,就可以为光线设置两个截止条件:1)光线能量低于初始出发时的能量 10%。2)光线到达包边时,在两个反射表面,如果光线的入射角大于临界角,则发生全反射;如果入射角小于临界角,则遵循菲涅耳反射定律,反射率  $R$  由下式决定:

$$R = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\cos i' - m \cos i}{\cos i' + m \cos i} \right)^2 + \left( \frac{\cos i - m \cos i'}{\cos i + m \cos i'} \right)^2 \right], \quad (22)$$

式中  $\cos i$ ,  $\cos i'$  是入射角和折射角的余弦,  $m = n_1/n_2$  为两折射率之比,  $n_1$  和  $n_2$  分别为 Yb:YAG 和空气的折射率。

## 4. 计算结果与讨论

计算中放大器采用如图 3 所示构形, Yb:YAG 片正面镀有对抽运光和激光的增透膜,背面镀有对抽运光和激光的高反膜。抽运光从正面均匀抽运,抽运强度  $20 \text{ kW/cm}^2$ ,抽运时间  $1 \text{ ms}$ ,抽运脉冲为矩形脉冲,工作重复频率  $10 \text{ Hz}$ 。抽运时间结束时,种子激光以一个小角度斜入射 Yb:YAG 片,在背面被全反膜反射,两次经过 Yb:YAG 介质。在计算中注入激光通量为  $0.1 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $10 \text{ ns}$  脉宽。

Yb:YAG 介质的参数取值<sup>[16]</sup>,上能级寿命  $0.95 \text{ ms}$ ,激光发射波长  $\lambda = 1030 \text{ nm}$ ,抽运波长  $941 \text{ nm}$ ,损耗系数  $0.003 \text{ cm}^{-1}$ ,  $300 \text{ K}$  温度时有效受激发射截面

$\sigma_l = 2.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ,有效吸收截面  $\sigma_p = 0.76 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ,再吸收截面  $\sigma_a = 0.12 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 。

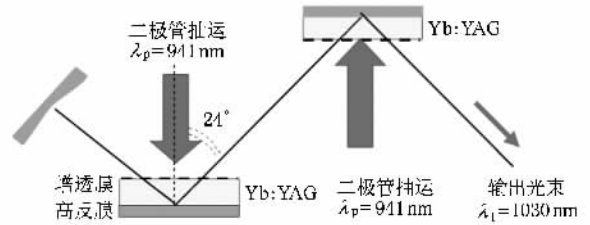


图 3 放大器结构示意图

### 4.1. 基准设计参数下的片内储能

我们首先考虑基于文献[14]给出的  $100 \text{ J}$  级 Yb:YAG 激光装置基准设计参数,考察片内储能情况。该基准设计参数如下:抽运区域  $32 \text{ mm} \times 32 \text{ mm}$  (口径  $\approx 10 \text{ cm}^2$ ),片厚  $6 \text{ mm}$ ,掺杂浓度  $4.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  (对于 Yb:YAG 准三能级系统不能使用任意厚度和掺杂浓度的增益介质,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,同时又必须达到一定的厚度,以便有效地吸收抽运能量。经过计算,掺杂浓度厚度积为常数时,可以较好地兼顾抽运充分和抽运光吸收效率<sup>[14]</sup>,我们取为  $2.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ,后文条件同理),介质工作平均温度  $300 \text{ K}$ 。

如图 4(a)(b),在  $1 \text{ ms}$  的抽运时间内,最初片内储能较小,ASE 不严重,抽运能量被有效储存在上能级。随时间增加,全片平均储能密度增大,ASE 随之增大,到一定值后抽运能量和 ASE 消耗能量相互抵消达到平衡,全片平均储能密度不再增加,达到一个稳定值。储能均匀度随时间变化和储能类似,也是先增大后达到平衡,但由于计算精度的问题造成其围绕一定值上下波动。

在抽运  $1 \text{ ms}$  时,片内沿口径方向的储能密度分布如图 5 所示,可以看出中心区域储能较高,边上储能较低,这是因为 ASE 到达边上所经过光程较长,对这些部位储能消耗较大。由图 6 可知,要充分提取片内储能,需要较多通过增益介质,我们在放大过程计算中选用两个放大器单元六程放大,即 24 次通过增益介质。为考察此基准参数是否满足装置输出  $100 \text{ J}$  的需求,以及全装置光-光效率是否达到  $15\% \sim 20\%$ ,我们将进一步优化增益介质参数。

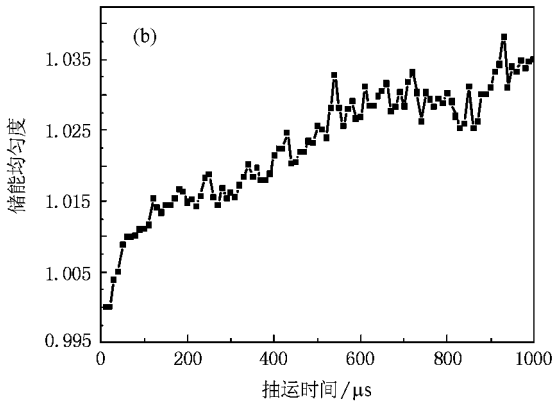
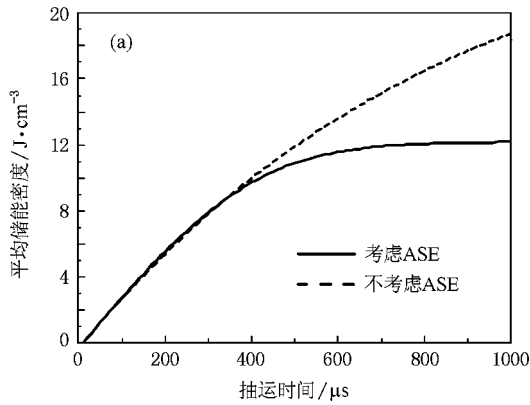


图 4 随时间变化的储能参数 (a)全片平均储能密度分布 (b)全片储能均匀度分布

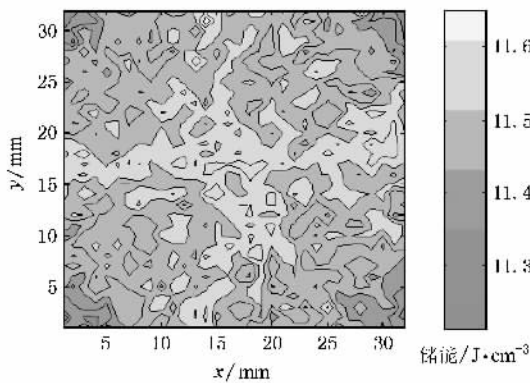


图 5 抽运 1 ms 时沿口径方向平均储能密度分布

### 4.2. 介质口径的选取

由于 ASE 效应与增益介质口径密切相关,我们首先考虑不同介质口径条件下系统的输出能量及效率.参数如下:抽运区为正方形,边长分别为 10,20,32 和 40 mm,片厚 6 mm,掺杂浓度  $4.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ,介质平均温度 300 K.储能和提取能与介质口径的关系见表 1(抽运 1 ms 时的数据,后文同此).

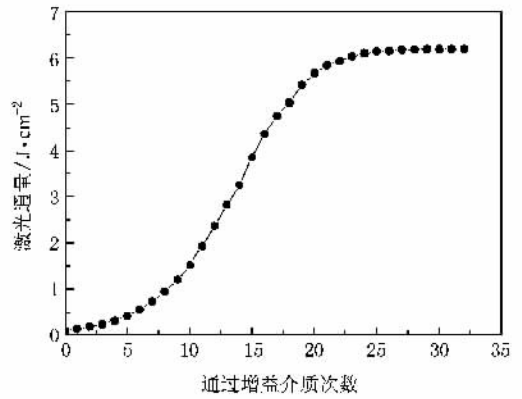


图 6 激光通量与通过增益介质次数关系

表 1 储能和提取能量与介质口径的关系

边长/mm	10	20	32	40
平均储能密度/ $\text{J} \cdot \text{cm}^{-3}$	16.26	13.56	11.53	10.63
单片平均储能通量/ $\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$	9.76	8.14	6.92	6.38
储能均匀度	1.03	1.04	1.04	1.03
六程放大后激光通量/ $\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$	11.26	8.34	6.10	4.99
光-光转换效率*	0.23	0.17	0.12	0.10
输出能量/J	11.26	33.36	62.46	79.84

注:抽运光从 LD 到 Yb:YAG 片传输效率为  $\eta_T = 80\%$ ,故光-光转换效率为  $(E_{out} - E_{in})/E_{pump}$ ,  $E_{pump} = P_{pump} \times \tau/\eta_T$ ,  $P_{pump} = 20 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $\tau = 1 \text{ ms}$ .

由于储能均匀度随时间波动较大,而表中数值相差不大,且同时满足小于 1.05 的要求经验值,本条件下暂不考虑其影响.表 1 中数据表明,随增益介质尺寸变大,储能密度随之减小,单位面积提取能量亦随之减小,全片总提取能量随之增大.但全片总提取能量的增大是抽运总能量(抽运强度  $\times$  抽运区面积)增加带来的,实际上此时 ASE 效应随着增益介质尺寸变大变得更严重,储能效率同时降低.可见,为了提高提取总能量,我们应当增大介质尺寸,但兼顾光-光转换效率和晶体获得的难度,我们选取泵浦  $32 \text{ mm} \times 32 \text{ mm}$ ,口径  $10 \text{ cm}^2$  的介质.

### 4.3. 掺杂浓度及厚度的选取

另一方面,ASE 与增益密切相关,从而与介质掺杂浓度相关.我们进一步考虑  $10 \text{ cm}^2$  口径时不同掺杂浓度条件下系统的性能.参数如下:抽运区  $32 \text{ mm} \times 32 \text{ mm}$ ,口径  $10 \text{ cm}^2$ ,工作温度  $T = 300 \text{ K}$ ,厚度在 2—10 mm 之间,掺杂浓度  $\times$  厚度  $= 2.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ .

储能和提取能量与介质厚度的关系一并示于表 2 和图 7,在同等条件下,介质厚度越大,平均储能密

度越小,均匀度越好.这是因为介质的浓度厚度积一定,厚度越大,掺杂浓度越低,单位体积内储存到粒子上能级的能量越小.储能密度低带来低的增益系数,ASE 也因此降低,所以同样口径同样抽运能量下,厚度越大,平均储能通量,光-光转换效率和输出能量越高.可见厚度的增加有益于储存能量.虽然厚度的增加会导致热管理的困难<sup>[17]</sup>,但是为了满足全系统输出能量和效率的要求,仍然应选择较厚的增益介质(10 mm),我们将进一步研究高效热管理与控制,以充分发挥准三能级 Yb 离子的储能优势.

表 2 储能和提取能量与介质厚度的关系

厚度/mm	2	3	4	6	8	10
储能密度/ $J \cdot cm^{-3}$	24.03	18.10	14.96	11.54	9.58	8.25
单片平均储能通量/ $J \cdot cm^{-2}$	4.81	5.43	5.98	6.92	7.66	8.25
储能均匀度	1.07	1.05	1.04	1.04	1.02	1.02
六程放大后激光通量/ $J \cdot cm^{-2}$	1.44	2.78	4.11	6.10	7.49	8.55
光-光转换效率	0.03	0.06	0.08	0.12	0.15	0.17
输出能量/J	14.75	28.47	42.09	62.46	76.70	87.55

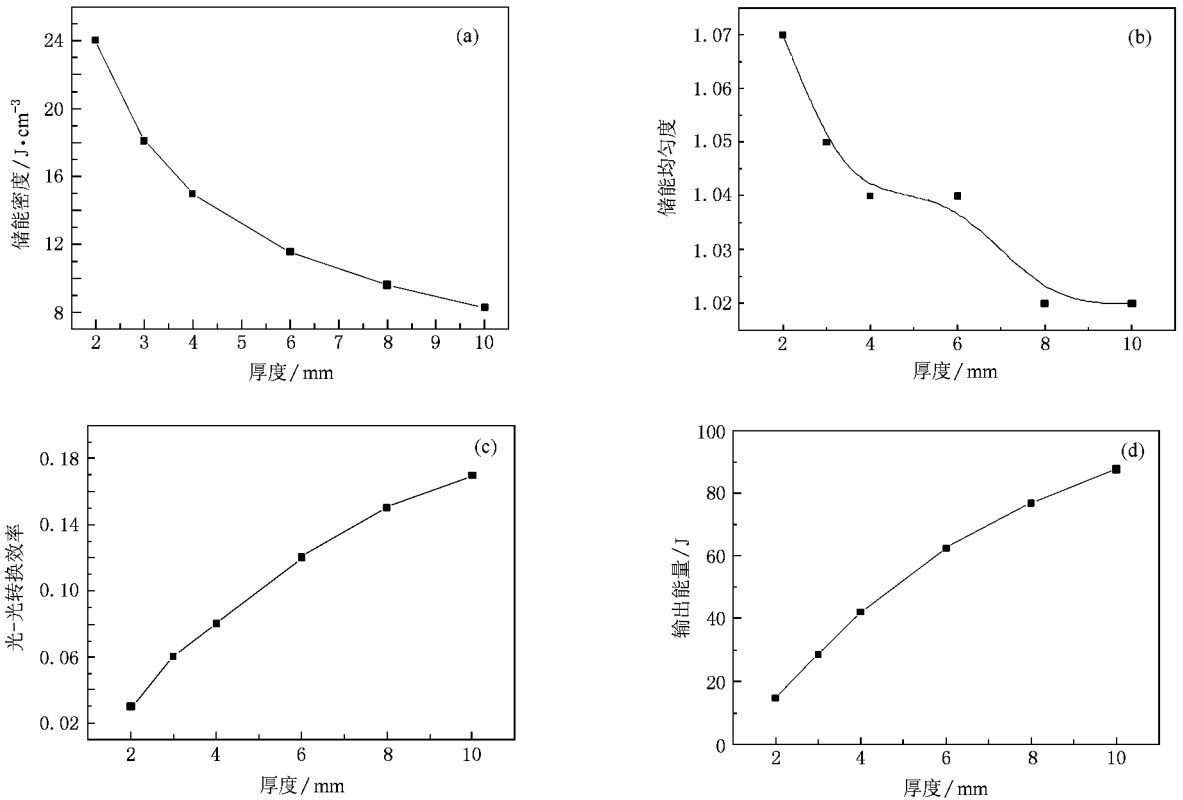


图 7 储能参数随介质厚度的变化 (a) 平均储能密度,(b) 均匀度,(c) 光-光转换效率 (d) 输出能量

#### 4.4. 工作温度的选取

Yb:YAG 晶体的发射截面和吸收截面会随温度改变<sup>[18]</sup>,其关系如下:受激发射截面  $\sigma_1 = 15.67386 - 0.07609 \times T + 1.06911/10000 \times T^2$ ,受激吸收截面  $\sigma_p = 1.0105 - 0.0009 \times T$ .由(10)(11)式可知,吸收系数、增益系数分别与吸收截面、发射截面成正比,所以 ASE 大小与 Yb:YAG 晶体的截面大小密切相关,同样受到温度的影响.

我们进一步考虑不同工作温度条件下系统的性能.参数如下:抽运区  $32 \text{ mm} \times 32 \text{ mm}$ ,掺杂浓度 2.4

$\times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ,厚度 10 mm,工作温度  $T = 100\text{—}400 \text{ K}$ .

温度较低时,Yb:YAG 晶体的发射截面显著增大,增益过高,ASE 十分严重,大量的抽运能量转化为自发辐射放大被消耗,上能级储存的能量很少.但是,低温条件下,激光下能级的热布居可以近似忽略,Yb 离子趋于标准的四能级系统,能量提取较为容易,提取效率超过 90%.

温度较高时,Yb:YAG 晶体的发射截面较小,增益较小,ASE 较弱,抽运能量可以有效地储存在上能级.但此时,激光下能级的热布居较大,造成能级堵塞,储存的能量很难提取.

因为以上原因,如表 3 和图 8 所示,随温度的升高,储能密度增加,储能均匀度变好,能量提取效率降低,光-光转换效率和全片提取能量先升后降,在

300 K 附近形成一个最大值,所以我们将工作温度选定在 300 K.

表 3 储能和提取能量与温度的关系

温度/K	100	150	200	250	300	350	400
储能密度/ $J \cdot cm^{-3}$	2.05	2.88	4.32	6.30	8.25	9.45	9.92
单片平均储能通量/ $J \cdot cm^{-2}$	2.05	2.88	4.32	6.30	8.25	9.45	9.92
储能均匀度	1.31	1.21	1.11	1.04	1.03	1.02	1.02
六程放大后激光通量/ $J \cdot cm^{-2}$	3.84	4.98	6.43	7.85	8.55	7.56	5.21
储能提取效率	0.93	0.86	0.74	0.62	0.52	0.40	0.26
光-光转换效率	0.08	0.10	0.13	0.16	0.17	0.15	0.10
输出能量/J	39.27	50.98	65.82	80.42	87.50	77.39	53.36

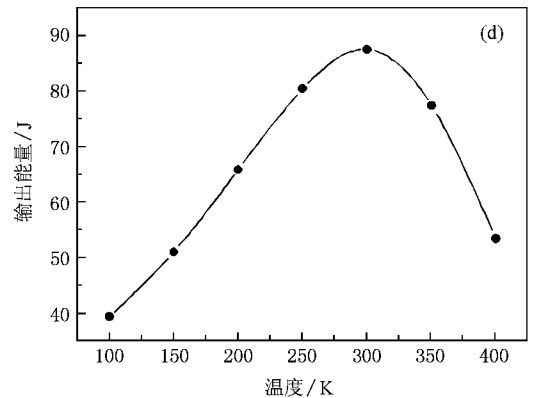
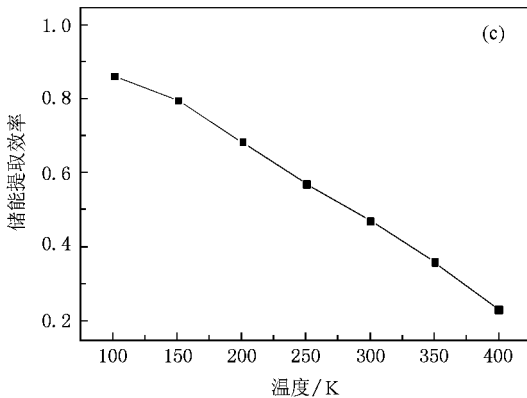
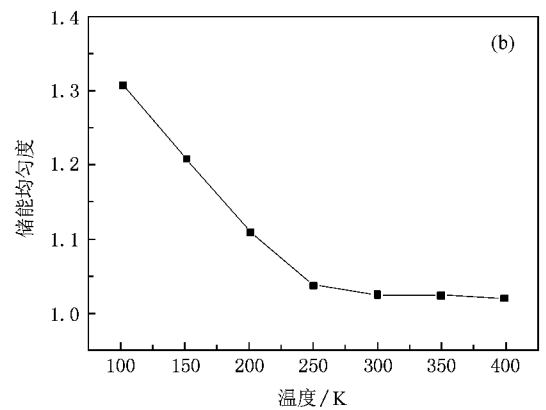
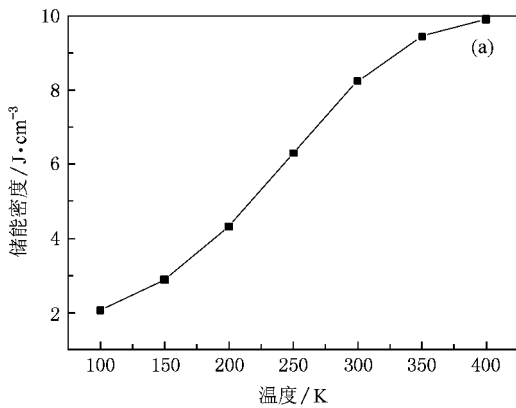


图 8 储能参数随温度的变化 (a)平均储能密度,(b)储能均匀度,(c)能量提取效率,(d)全片可提取能量

## 5. 结 论

本文从准三能级  $Yb$  离子抽运动力学过程出发,运用解析和数值模拟的方法,对脉冲储能型重复频率的  $Yb:YAG$  激光放大器抽运过程中的 ASE 效应和能量提取过程进行了探讨.计算研究了  $Yb:YAG$  片放各参数的属性.这些参数包括介质横向尺

寸、掺杂浓度及厚度、介质温度.比较了不同参数下  $Yb:YAG$  片放的储能密度、储能均匀度、全片可提取能量.研究结果表明:

1) 增益介质尺寸在一定范围内对储能均匀度影响不大,同等抽运功率密度条件下,尺寸变大导致储能密度减小,单位面积提取能量亦随之减小,光-光转换效率降低,但全片总提取能量随之增大.

2) 介质厚度越大,掺杂浓度越低,平均储能密

度越小,均匀度越好,光-光转换效率越高,全片可提取能量越高,有益于储存能量。

3) 温度升高,储能密度增加,储能均匀度变好,但能量提取效率降低,光-光转换效率和全片提取能量先升后降,在 300 K 附近形成一个最大值,由此可以看出,作为储能工作介质,Yb:YAG 并不适合于低温条件下工作。

4) 综合考虑制造工艺和 ASE 效应,我们得到一个 Yb:YAG 片放的优化设计,即抽运区  $32 \text{ mm} \times 32 \text{ mm}$  (口径  $10 \text{ cm}^2$ ),片厚 10 mm,掺杂浓度  $2.4 \times 10^{20}$

$\text{cm}^{-3}$ ,介质工作平均温度 300 K。

在计算中对 Yb:YAG 片放采用了均匀温度分布近似,可能会带来一定的误差,在下一步工作中我们将把温度分布耦合进 ASE 计算模型,以得到更精确的结果。此外,根据 ASE 模型以及 10 Hz 重复频率运转条件时全系统输出能量和效率的需求,进一步分析 ASE 的抑制方法(比如在 Yb:YAG 背后键合白 YAG 抑制 ASE 内表面反射)以及增益介质的热管理性能。

- [ 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 ] Wallace J 2004 *Laser Focus World* **40** 19
- [ 5 ] Giesen A, Hugel H, Voss A 1994 *Appl. Phys. B* **58** 365
- [ 6 ] Rutherford T S, Tulloch W M, Gustafson E K 2000 *IEEE J. Quantum. Electron.* **36** 205
- [ 7 ] 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 ]
- [ 8 ] 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 ]
- [ 9 ] Orth C D, Payne S A, Krupke W F 1996 *Nuclear Fusion* **36** 75
- [ 10 ] Bayramian A 2005 *High Average Power Laser Program Workshop* Rochester NY, USA
- [ 11 ] Chanteloup J C, Yu H W, Bourdet G, Dambrine C, Ferré S, Fülöp A, Moal S, Pichot A, Touzé G, Zhao Z 2005 *Proceedings of SPIE* **5707** 105
- [ 12 ] 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
- [ 13 ] Hein J, Podleska S, Siebold M, Hellwing M, Bodefeld R, Sauerbrey R, Ehart D, Wintzer W 2004 *Appl. Phys. B* **79** 419
- [ 14 ] Yu H W, Xu M J, Duan W T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4158 (in Chinese) [ 於海武、徐美健、段文涛 2007 物理学报 **56** 4158 ]
- [ 15 ] He S B 2002 (MS Dissertation) [ Changsha: National University of Defense Technology ] (in Chinese) [ 贺少勃 2002 (硕士学位论文) [ 长沙:国防科技大学 ] ]
- [ 16 ] Yu H W, Duan W T, Xu M J 2007 *Laser & Optoelectronics Progress* **44** 1 (in Chinese) [ 於海武、段文涛、徐美健 2007 激光与光电子学进展 **44** 1 ]
- [ 17 ] Cao D X 2008 (Ph. D. Dissertation) [ Changsha: National University of Defense Technology ] (in Chinese) [ 曹丁象 2008 (博士学位论文) [ 长沙:国防科技大学 ] ]
- [ 18 ] Dong J, Bass M, Mao Y, Deng P, Gan F 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 1975



# ASE effect in pulsed energy-storage rep-rated Yb :YAG disk laser amplifier \*

Yan Xiong-Wei<sup>†</sup> Yu Hai-Wu Cao Ding-Xiang Li Ming-Zhong Jiang Dong-Bin Jiang Xin-Ying  
Duan Wen-Tao Xu Mei-Jiang

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

( Received 7 August 2008 ; revised manuscript received 10 September 2008 )

## Abstract

Based on the energy-level structure of quasi-three-level Yb ion , an amplified spontaneous emission( ASE ) model in pumping process is set up. The stored energy density distribution and the energy that can be extracted in Yb :YAG crystal are calculated. The effect of ASE on energy-storage is investigated specifically , which includes the aperture , doping concentration and thickness , and working temperature of the gain medium. This paper gives an optimizing design of a pulsed energy-storage rep-rated Yb :YAG disk laser amplifier , which will be helpful in designing high-energy diode-pumped solid-state lasers based on Yb-doped materials.

**Keywords :** pulsed energy-storage , Yb :YAG laser amplifier , amplified spontaneous emission( ASE )

**PACC :** 7820 , 7845

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10874157 ).

<sup>†</sup> E-mail : yxw130@163.com