

终态寿命对钕玻璃激光放大器的影响*

邓 和

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文用电子计算机模拟研究了终态寿命对钕玻璃激光放大器的影响。结果表明,对于一个 $\phi 20 \times 480\text{mm}$ 的钕玻璃激光放大器,当钕玻璃的终态寿命从 100ns 减小至 1ns 时,它对脉宽为 20ns 、能量密度为 $2.0\text{J}/\text{cm}^2$ 的输入脉冲的影响表现在:增益增加 $\sim 20\%$;脉冲峰位畸变减小 $\sim 20\%$;以及放大器的饱和长度减小 $\sim 30\%$ 。

除了自聚焦效应之外,增益饱和效应也是高功率钕玻璃激光器进一步提高功率密度的一个主要限制。因为钕玻璃激光放大器的增益与输入的激光脉冲功率密度有关;功率密度越大,增益则越小。达到一定的功率密度后,增益将明显下降。这就是所谓增益饱和效应。钕玻璃激光放大器的增益饱和,不仅与输入的激光脉冲功率和脉冲宽度有关,而且与钕玻璃激光能级的受激发射截面、简并度以及寿命有关。

Magnante^[1]曾经研究过钕玻璃终态能级寿命 T_2 对放大器增益饱和的影响。他用解析的方法对四能级速率方程进行求解,与实验进行比较后得出下列结论:(1)短脉冲($\sim 10\text{ps}$)序列的饱和增益是长脉冲($\sim 10\mu\text{s}$)序列的0.59倍。(2)终态寿命 $T_2 > 50\text{ns}$,简并度大概为1。(3)激光多重态各子能级间的热化是快的,热化时间可能小于几个 ns 。文献[1]实际上只研究了自由振荡长脉冲(脉宽 $\gg T_2$)和锁模超短脉冲(脉宽 $\ll T_2$)放大的两个极端情况。本文作者在1975年用电子计算机研究过终态寿命对旋转棱镜调 Q 钕玻璃振荡器的影响。分析表明:当终态寿命从 50ns 减小至 1ns 时,激光器的输出能量将增加 $\sim 30\%$ 。1976年,Vitrishchak和Soms^[2]用电子计算机以另一种形式也研究过这个问题,得出的结论是类似的。

本文用电子计算机研究了终态寿命对脉宽为 20ns 的钕玻璃放大器的影响。结果表明,对于一个 $\phi 20 \times 480\text{mm}$ 的钕玻璃放大器,当钕玻璃的终态寿命从 100ns 减小至 1ns 时,它对脉宽为 20ns 、能量密度为 $2\text{J}/\text{cm}^2$ 的输入脉冲的影响表现在:增益上升 $\sim 19\%$;放大器的饱和长度减小 $\sim 27\%$;脉冲峰位畸变减小 $\sim 22\%$ 。

一、放大模型和速率方程

根据许多实验结果和理论分析,我们对放大模型作了如下的近似假设:

* 1978年4月17日收到。

1. 铒离子的 ${}^4F_{3/2}$ 和 ${}^4I_{11/2}$ 多重态在铒玻璃中完全分裂, 所以各子能级的简并度均为 1. 激光跃迁发生在 $3a \longleftrightarrow 2a$ 子能级之间, 如图 1 所示.

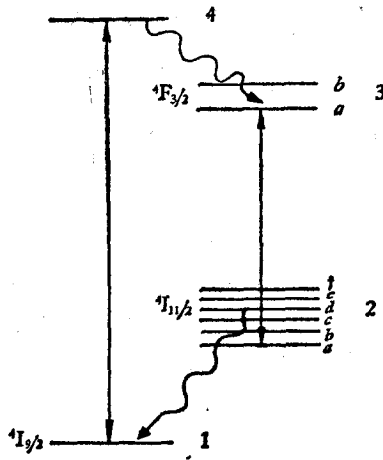


图 1 激光跃迁图

2. 多重态 ${}^4F_{3/2}$ 和 ${}^4I_{11/2}$ 中各子能级间的热化速率足够快, 热化时间远小于脉冲宽度 (20ns). 因此各子能级上的粒子数在脉冲通过期间是满足玻耳兹曼分布的, 即有

$$N_{3a} = K_3 N_3, \quad (1)$$

$$N_{2a} = K_2 N_2, \quad (2)$$

其中 N_{3a} , N_{2a} 分别为激光能级 $3a$ 和 $2a$ 上的粒子数密度; N_3 和 N_2 是整个多重态 ${}^4F_{3/2}$ 和 ${}^4I_{11/2}$ 上的相应量; K_3 , K_2 是两个与玻耳兹曼分布有关的常数:

$$K_3 \equiv \{1 + \exp[-(\hbar\nu_{3b} - \hbar\nu_{3a})/kT]\}^{-1}, \quad (3)$$

$$K_2 \equiv \{1 + \exp[-(\hbar\nu_{2b} - \hbar\nu_{2a})/kT] + \exp[-(\hbar\nu_{2c} - \hbar\nu_{2a})/kT] + \dots + \exp[-(\hbar\nu_{2f} - \hbar\nu_{2a})/kT]\}^{-1}, \quad (4)$$

其中 k 是玻耳兹曼常数; T 是铒玻璃的温度; $\hbar\nu_{3a}$, $\hbar\nu_{3b}$, $\hbar\nu_{2a}$, $\hbar\nu_{2b}$, $\dots$ 是相应各子能级的能量. 根据能级分布数据, 在计算中我们取 $K_2 = 0.38$, $K_3 = 0.70$.

3. 在铒玻璃中, 多重态 ${}^4F_{3/2}$ 的荧光寿命约为几百微秒, 所以在 20ns 的脉宽期间, 该能级粒子数的“漏失”可以不予考虑. 多重态 ${}^4I_{11/2}$ 的寿命见诸报道的大约是几个毫微秒至几百个毫微秒. 我们在速率方程中以终态寿命 T_2 作为参变量, 计算时取值为 100ns, 50ns, 20ns, 10ns, 5ns, 1ns.

根据上述模型, 放大器的速率方程可以写为

$$\frac{\partial g}{\partial t} = -(K_2 + K_3) \sigma F g + \frac{h}{T_2}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = K_2 \sigma F g - \frac{h}{T_2}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} = -c \frac{\partial F}{\partial X} + c F (g - r), \quad (7)$$

其中 $g \equiv \sigma(N_{3a} - N_{2a})$, 是反转粒子数密度 ($N_{3a} - N_{2a}$) 与受激发射截面 σ 的乘积, 称为增益系数; $h \equiv \sigma N_{2a}$, 是终态能级粒子数密度 N_{2a} 与受激发射截面的乘积, 称为终态吸收系数; $F \equiv c\phi$, 是介质中光速 c 与光子数密度 ϕ 的乘积, 称为光子流密度; T_2 是终态寿命; r 是铒玻璃的动态损耗系数. 因为铒玻璃的动态损耗大约是其静态损耗的 2 至 5 倍, 铒玻璃棒的静态损耗系数通常为 0.002cm^{-1} , 所以在计算中我们取动态损耗系数 $r = 0.006\text{cm}^{-1}$; t 和 X 分别是时间变量和沿放大棒轴向的空间变量.

为了便于计算, 现在作如下变量变换:

$$\tau = t - X/c, \quad x = X. \quad (8)$$

于是上述方程组(5), (6)和(7)可以改写成

$$\frac{\partial g}{\partial \tau} = -(K_2 + K_3)\sigma Fg + \frac{h}{T_2}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial h}{\partial \tau} = K_2\sigma Fg - \frac{h}{T_2}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial F}{\partial x} = F(g - r). \quad (11)$$

这个方程组的初始条件为

$$g(0, x) = g_0, \quad 0 \leq x \leq l, \quad (12)$$

$$h(0, x) = 0, \quad 0 \leq x \leq l. \quad (13)$$

g_0 称为初始增益系数, 同放大器的光泵水平等有关. 根据一些典型的实验条件, 我们在计算中取 $g_0 = 0.08 \text{ cm}^{-1}$. 方程组的边界条件为

$$F(\tau, 0) = F_0(\tau), \quad (14)$$

$F_0(\tau)$ 是放大器的输入脉冲波形.

二、计算方法及结果

我们从初始条件(12),(13)式和边界条件(14)式出发, 用 TQ-16 电子计算机求解了钹玻璃放大器的速率方程(9),(10)和(11). 在计算中取 $F_0(\tau)$ 的具体形式为高斯形,

$$F_0(\tau) = \frac{E_{in}/h\nu}{\sqrt{\pi \tau_c}} \exp \left[-\left(\frac{\tau - 3\tau_c}{\tau_c} \right)^2 \right], \quad (15)$$

其中 E_{in} 是放大器的输入能量密度; τ_c 是输入脉冲的 e^{-1} 半宽度. 采用(15)式的形式也就规定了我们求解方程组的时间区域为 $0 \leq \tau \leq 6\tau_c$. 输入脉冲峰位在 $\tau = 3\tau_c$ 处, 脉冲头部和尾部的截取值 e^{-9} , 在一般情况下精度已足够了. 对于每一个终态寿命 T_2 值, 计算了输入能量密度分别为 0.01, 0.04, 0.08, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1.0, 1.5 和 2.0 J/cm² 时的输出能量密度 E_{out} 和能量增益 G_E , 输出脉冲波形, 以及在输入脉冲刚好通过之后, 放大棒中增益系数 $g(6\tau_c, x)$ 和终态吸收系数 $h(6\tau_c, x)$ 沿轴向的分布. 计算中采用的原始数据如表 1 和表 2 所示.

表 1 计算中采用的原始数据(1)

$g_0(\text{cm}^{-1})$	$r(\text{cm}^{-1})$	$\sigma(\text{cm}^2)$	$l(\text{cm})$	K_2	K_3	$\tau_c(\text{ns})$	$\Delta\tau(\text{ns})$	$\Delta x(\text{cm})$
0.08	0.006	1×10^{-20}	48	0.38	0.70	10	0.01	0.3

表 2 计算中采用的原始数据(2)

$T_2(\text{ns})$	100	50	20	10	5	1				
$E_{in}(\text{J/cm}^2)$	0.01	0.04	0.08	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0	1.5	2.0

计算时, 我们用相应的差分方程代替方程(9),(10)和(11), 选取了合理的步长(见表 1 中的 $\Delta\tau$ 和 Δx), 从初始边界条件步进地求解之. 计算结果可归纳如下:

1. 能量增益

终态寿命对输出能量和能量增益的影响见图 2 和图 3. 图 2 中的虚线表示无饱和时的情形, 实线对虚线的偏离表明了增益饱和效应的存在. 输入能量密度小于 0.2 J/cm^2 时, 放大器将没有明显的饱和效应, 而且终态寿命变化的影响亦小到可以忽略不计. 输入能量密度大于 0.2 J/cm^2 时, 饱和效应逐渐明显起来. 从图 2 和图 3 可以看出, 终态寿命不同, 增益饱和的程度也不同; 在输入能量密度为 2.0 J/cm^2 时, 如果终态寿命从 100 ns 变为 1 ns , 放大器的输出能量密度和能量增益均可增加 $\sim 19\%$.

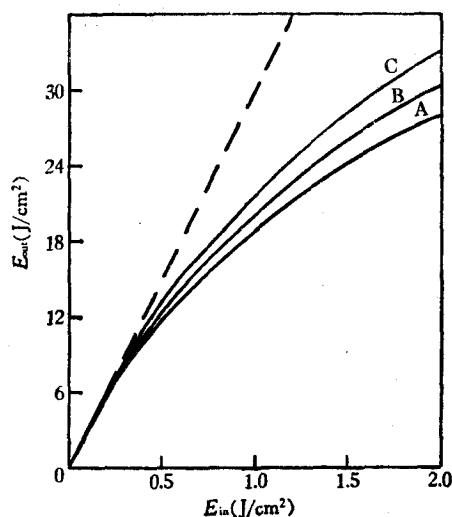


图 2 终态寿命对输出能量的影响
A 为 $T_2 = 100 \text{ ns}$; B 为 $T_2 = 10 \text{ ns}$; C 为 $T_2 = 1 \text{ ns}$

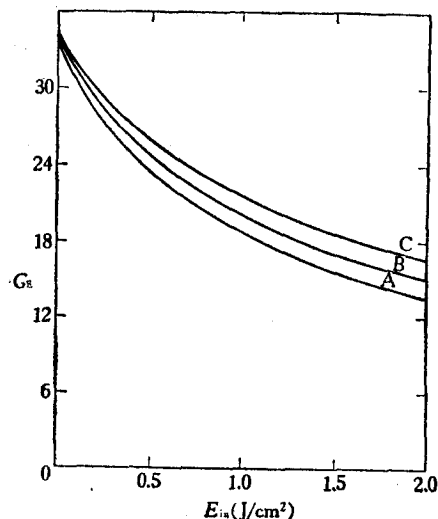


图 3 终态寿命对增益的影响
A 为 $T_2 = 100 \text{ ns}$; B 为 $T_2 = 10 \text{ ns}$; C 为 $T_2 = 1 \text{ ns}$

2. 增益系数和终态吸收系数

由于光脉冲在通过介质时不断从钕玻璃中抽取能量而被放大, 所以在脉冲刚通过之后 (即 $\tau = 6\tau_s$ 时刻) 的增益系数 g 和终态吸收系数 h 沿棒的轴向有一定的分布. 这种分布与放大器的输入能量密度有关. $E_{in} = 2.0 \text{ J/cm}^2$ 时, g 和 h 沿轴向的分布示于图 4. 从图上可以看出, 终态寿命为 1 ns 时, 脉冲通过后钕玻璃棒轴向各处的终态吸收系数均为零, 即终态没有粒子数积累; T_2 为 10 ns 时, 在棒的输出端有 0.001 cm^{-1} 的终态吸收系数; 当 T_2 为 100 ns 时, 这个吸收系数可达 0.016 cm^{-1} . 对于 T_2 小于脉宽的情形, 终态寿命对增益系数的影响表现在钕玻璃棒 24 cm 长度之后的部分. 但是 T_2 为 100 ns 时, 从曲线 A 可以看出, 在整个棒长度上都表现出了终态寿命对增益系数的影响.

如果增益系数下降至小信号增益系数的一半被定义为有明显的饱和效应, 有明显饱和和效应的长度被定义为放大器的饱和长度 L_s , 那么, 终态寿命对饱和长度的影响可以用图 5 来表示. 由图 5 可知, 在 $E_{in} = 2.0 \text{ J/cm}^2$ 的条件下, T_2 从 100 ns 减小至 1 ns 时, 钕玻璃放大器的饱和长度可以减少 45 mm , 约减少 27% . $T_2 = 10 \text{ ns}$ 时饱和长度更低 (见曲线 B).

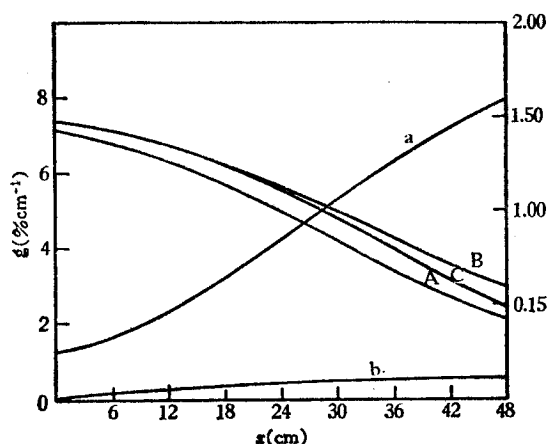


图4 g 和 h 沿棒的分布 ($E_{in} = 2.0 \text{ J/cm}^2$)
A, B, C 表示 g 的分布; a, b 表示 h 的分布;
A, a 为 $T_2 = 100 \text{ ns}$; B, b 为 $T_2 = 10 \text{ ns}$; C 为 $T_2 = 1 \text{ ns}$

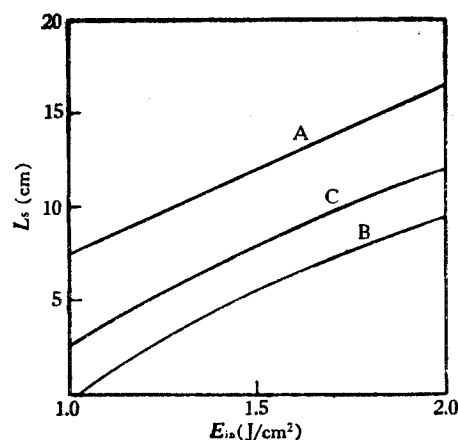


图5 终态寿命对饱和长度的影响
A 为 $T_2 = 100 \text{ ns}$; B 为 $T_2 = 10 \text{ ns}$;
C 为 $T_2 = 1 \text{ ns}$

但是不能因此认为 $T_2 = 10 \text{ ns}$ 左右最佳, 因为放大器的主要指标是增益。

3. 脉冲波形

由于饱和效应, 光脉冲的前沿将会得到较优先的放大, 使输出脉冲波形产生畸变。图6是 $T_2 = 100 \text{ ns}$, $E_{in} = 2.0 \text{ J/cm}^2$ 时的一个典型例子。由图6可以看出, 在这些条件下, 波形峰值位置提前了 4.5 ns 。如果我们用脉冲波峰的移动量 Δt 来表示波形畸变的大小, 则终态寿命对峰位畸变的影响可以用图7来说明。从图7可以看出, 开始产生峰位畸变 (Δt

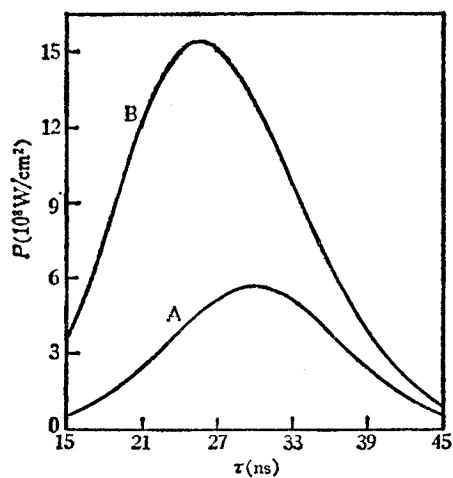


图6 输出脉冲波形的畸变
($E_{in} = 2.0 \text{ J/cm}^2$, $T_2 = 100 \text{ ns}$)
A 为输入脉冲; B 为输出脉冲

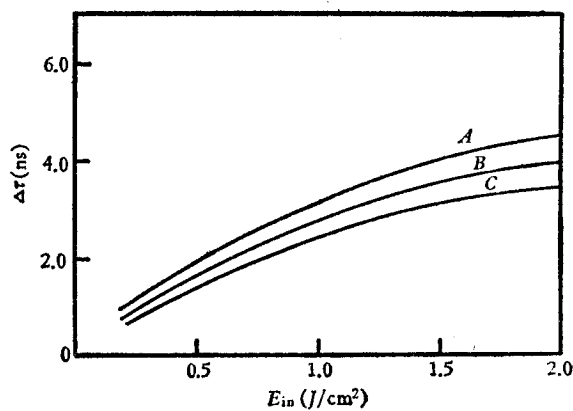


图7 终态寿命对峰位畸变的影响
A 为 $T_2 = 100 \text{ ns}$; B 为 $T_2 = 10 \text{ ns}$;
C 为 $T_2 = 1 \text{ ns}$

$\geq 0.5 \text{ ns}$) 的输入能量密度约为 0.2 J/cm^2 。在 $E_{in} = 2.0 \text{ J/cm}^2$ 的条件下, T_2 从 100 ns 下降至 1 ns 时, 峰位畸变可减小 1 ns , 亦即可减小 $\sim 22\%$ 。

综上所述, 根据我们的计算结果可以得出如下的结论: 对于一个脉宽为 20 ns 的钕玻

璃脉冲放大器而言,终态寿命对小信号放大的影响不明显;终态寿命从 100 ns 变化到 1 ns 时,强信号(输入能量密度为 2.0 J/cm^2)的能量增益可以提高 $\sim 20\%$,脉冲峰位畸变可以下降 $\sim 20\%$ 。另外,放大器的饱和长度可以减少 $\sim 30\%$ 。

参 考 文 献

- [1] P. C. Magnante, *IEEE J. Q. E.*, QE-8(5) (1972), 440.
- [2] I. B. Vitrishchak, L. N. Soms, *Sov. J. Q. E.*, 5(10) (1975), 1265.

INFLUENCE OF THE TERMINAL LEVEL LIFETIME ON Nd-GLASS LASER AMPLIFIERS

DENG HE

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper, influence of the terminal level lifetime on Nd-glass laser amplifiers has been investigated by using a computer. Results show that, for a Nd-glass laser amplifier with dimension of $\phi 20 \times 480 \text{ mm}$, when the Nd-glass terminal level lifetime is decreased from 100 ns to 1 ns, the influences on an input pulse with a 20 ns width and 2.0 J/cm^2 energy density are as follows: the gain increases by $\sim 20\%$; the distortion of the pulse peak decreases by $\sim 20\%$; and the amplifier's saturation length decreases by $\sim 30\%$.