

超短脉冲染料放大器中的参数研究

沈晋汇 何慧娟 刘玉璞 张影华 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

对超短脉冲染料放大器(DLA)中放大的自发辐射(ASE)随泵浦强度变化的关系进行了实验研究,为了求得具有高储能、低自发辐射背景噪声的染料激光放大器的泵浦强度,我们用速率方程对实验结果进行了解析分析,获得了染料激光放大器的泵浦强度与染料参数(浓度、增益长度等)的近似关系式,以及相应条件下染料激光放大器储能和小信号增益的表达式,并与实验进行了比较。二者符合较好,从而为染料激光放大器的设计提供了参考。

关键词 染料激光放大器,放大的自发辐射,染料参数,泵浦速率。

1 引 言

调Q Nd:YAG 激光器泵浦的染料激光放大器是放大超短脉冲的主要器件之一^[1~5]。这种放大器中的信号脉宽远小于泵浦光的脉宽,了解该放大器的储能、增益以及所需要的泵浦能量对其设计是十分重要的。

在泵浦强度较低时,染料激光放大器主要损耗是自发辐射,此时它具有较高的转换效率,储能随着泵浦强度逐渐增加。当泵浦过强时,放大的自发辐射会消耗掉过多泵浦的大部分能量,使储能趋于饱和,同时产生大量的背景噪声,不利于染料激光放大器的运转,合适的泵浦强度应该使其运转在这二种状态之间。这样可以使染料激光放大器在获得尽量高的储能同时,保持较低的自发辐射背景。

以往的工作中,通常用数值计算或者实验的方法对染料激光放大器性能进行分析。文献[6, 7]通过对速率方程的数值分析,计算了不同泵浦强度下,染料激光放大器的粒子数分布及储能。但是用该法不能直接确定染料激光放大器的参数。Hnilo在文献[8, 9]中,提出用实验的方法确定染料激光放大器的小信号增益,但这种方法必须首先在染料参数和泵浦强度的整个变化范围进行测量,然后在—组曲线的转折点(elbows)附近确定合适的工作点,显然它不利于获得直观的关系。

本文在对实验分析的基础上,对染料激光放大器速率方程进行了计算,给出分析介,为确定其工作点提供了依据。

2 实 验

实验装置如图1所示, Nd:YAG 激光器产生的脉宽为 532 nm 泵浦光,染料为 R640+乙二醇溶液,染料盒长度为 1.6 cm。由于泵浦光在染料中的穿透深度约为 $2/\sigma_p \cdot N$, (σ_p 为

染料对泵浦光的吸收截面, N 为总粒子数密度.) 为使激活区域具有接近圆柱形状, 可以调整泵浦光的聚焦, 使泵浦区域的横向宽度约等于穿透深度, 从而形成半径 $r = (\sigma_p \cdot N)^{-1}$ 的接近圆柱形状的激活区域.

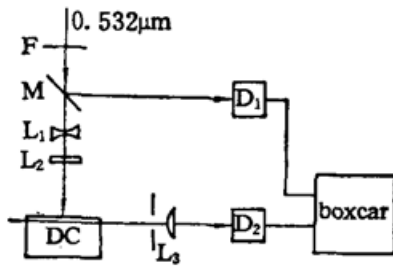


Fig. 1 Experimental setup for measuring the ASE output. F: variable neutral filter. M: beam splitting mirror. L1, L2: column lens. L3: collimating lens. DC: dye cell. D1, D2: detectors

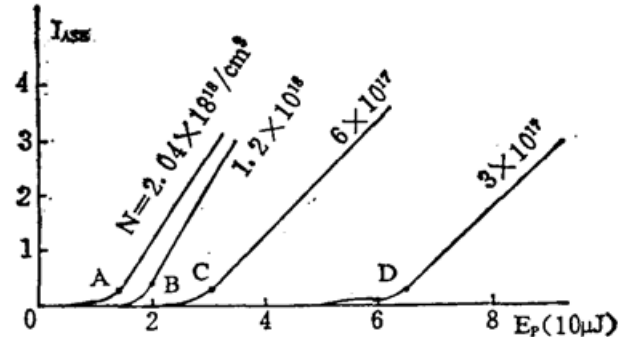


Fig. 2 Measured ASE intensity as a function of pumping energy for different dye parameter

对横向泵浦的染料激光放大器, 其放大的自发辐射强度与泵浦强度的关系由放大器的几何结构参数 (L/r) 决定^[9]. 根据 r 与 N 的关系, 这一结构参数能用 NL 值来确定. 在固定染料盒长度 L 的情况下, 人们可以通过改变浓度, 以获得不同的 NL 值. 由图 2 可知, 对一定的 NL 值, 放大的自发辐射的产生有一个阈值. 超过阈值后, 如果继续增大泵浦, 自发辐射将很快进入随泵浦强度线性增加的区域. 这意味着泵浦能量对储能的转化率降低, 同时染料激光放大器的储能趋于饱和. 由此可见, 为使染料激光放大器具有较高的信噪比的同时储能尽量高, 应使工作点定在放大自发辐射阈值附近, 通常取刚过自发辐射阈值处作为理想的工作点*. 如图 2 A、B、C、D 点. 从这几处出发, 找到相应的横坐标值, 即可得到工作点处泵浦强度与染料参数 NL 的关系. 如图 3 曲线 A.

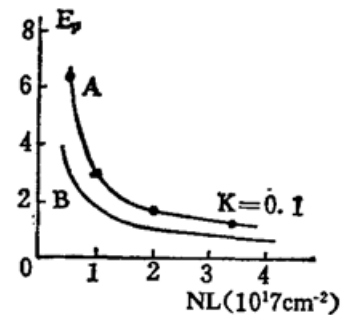


Fig. 3 Comparison between calculated pumping energy with the experimental results.

3 理论分析

为了求得在放大的自发辐射阈值处的泵浦光强及染料激光放大器的储能, 对放大器的速率方程进行了数值和解析分析.

对于一个横向泵浦, 增益介质长度为 L 的染料激光放大器, 设染料总粒子数密度为 N , 染料分子上能级粒子密度为 N_1 、能级寿命为 τ 、荧光量子效率为 ϕ . 对应泵浦光波长的吸收截面为 σ_p , 荧光发射截面的平均值为 σ_e (对 R640 有: $\tau = 3 \times 10^{-9} \text{s}$, $\phi = 0.9$, $\sigma_p = 1.5 \times 10^{-16} \text{cm}^2$, $\sigma_e = 2 \times 10^{-16} \text{cm}^2$) 设 x 方向为放大信号的通光方向, 在染料激活区中某一 x 位置处, 沿正、负 x 方向的光子流密度分别为 $I^+(x)$ 、 $I^-(x)$, I_p 为泵浦光光子流密度. 如果忽略染料对自发辐射的吸收, 则放大器的基本速率方程为

* 考虑到在自发辐射阈值以下工作时, 放大器的储能(增益)易受到泵浦能量飘移的影响.

$$\frac{dN_1}{dt} = \sigma_p I_p (N - N_1) - \frac{N_1}{\tau} - \sigma_e N_1 [I^+(x) + I^-(x)], \quad (1)$$

$$\pm \frac{\partial I^\pm(x)}{\partial x} = N_1 \sigma_e I^\pm(x) + \frac{N_1}{\tau} g \phi, \quad (2)$$

式中 g 为一个染料分子所发出的荧光中、能够射入由该点与 $x=L$ 处激活区域的截面所形成的立体角内的部分占该分子发出全部荧光的比例。对半径为 r 的圆柱形激活区, 设 $r \ll L$, 取染料分子位置的平均值 $x=(L/2)$, 则

$$g \approx (r/L)^2 \approx (\sigma_p N L)^{-2}.$$

通过对方程(1)、(2)的精确数值求解, 得 $n=(N_1/N)$, I_{ASE} 及 (dn/dI_p) 随泵浦强度的

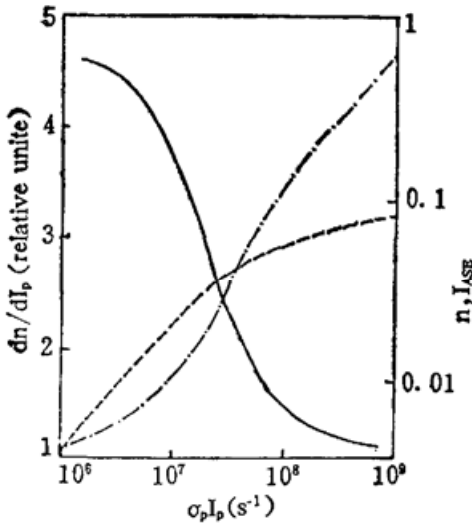


Fig. 4 Numerical solution to the rate equation of a R640 DLA. Assuming $N=1 \times 10^{23}$ M/L and $L=1.6$ cm. —: $n=N_1/N$ - - - - -: I_{ASE} — · — · —: dn/dI_p

变化曲线, 如图 4 所示. 由图 4 可知, 当 (dn/dI_p) 减至初始值一半时, 上能级粒子数密度已经趋于饱和, 而自发辐射强度 I_{ASE} 随泵浦强度成线性增加. 该点的泵浦强度与染料参数 NL 的关系可以通过解析分析求得.

由于调 Q 激光脉冲宽度 (FWHM) 为 5 ns 左右, 大于染料上能级寿命 τ , 在以往的放大器模型中^[3,8], 都采用稳态近似的方法, 即 $(dN_1/dt)=0$. Hnilo 等人^[8]曾用速率方程的数值求解对这一近似进行了证实. 设沿 x 方向泵浦均匀, 将上能级粒子数密度近似作均匀分布. 再将 $I^+(x)+I^-(x)$ 在 $0 \leq x \leq L$ 范围内进行平均, 且考虑到 $(dN_1/dt) \approx 0$ 及 $2g\phi \ll 1$, 则(1)式可化为

$$\sigma_p I_p (N - N_1) - (N_1/\tau) - (2g\phi/\sigma_e L \tau) \exp(\sigma_e N_1 L) = 0, \quad (3)$$

将(3)式对 I_p 求导, 得

$$\frac{dN_1}{dI_p} = \frac{\sigma_p (N - N_1)}{\sigma_p I_p + (1/\tau) + (2g\phi/\tau) \exp(\sigma_e N_1 L)}. \quad (4)$$

在 $I_p \approx 0$ 时, $N_1 \approx 0$, 有 $(dN_1/dI_p)_{I_p=0} = \sigma_p N \tau$. 在 $I_p > 0$ 时, 设

$$(dN_1/dI_p) = K \sigma_p N \tau. \quad (5)$$

式中 $1 \geq K > 0$ 代表泵浦能量向储能的转化效率. 当 I_p 逐渐增大时, K 将变小. 当 $K=0.5$ 时, 表示泵浦能量增量的一半用于储能增加, 另一半则消耗在放大自发辐射上了, 放大自发辐射的阈值应在 $K < 0.5$ 的某点. 将(5)式代入(3)式, 可得泵浦光强

$$\sigma_p I_p = \{ [(1-K-n)/K] - 2g\phi \exp(\sigma_e N_1 L) \} / \tau. \quad (6)$$

联立(3)、(6)两式, 消去 I_p 可得

$$n = \ln \left[\frac{(1-K-n)(1-n) - Kn}{K[1-n + (1/\sigma_e NL)] 2g\phi} \right] / \sigma_e NL. \quad (7)$$

(7)式虽为超越方程, 无法得出显示解, 但如果以初值 $n=0$ 代入右式计算出 n 值, 再叠代计算数次, 即可求得稳定的 n 值. 例如, 当 $K=0.2$, $N=6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时, 经二次叠代计算即可求得精确到四位有效数字的 n 值 $n=0.05546$. 将所得 n 值代入(1)式, 即可求得相应的泵浦强度.

考虑到 $\sigma_e NL \gg 1$, $n \ll 1$, 并有 $g \approx (\sigma_p NL)^{-2}$, 则染料激光放大器的小信号增益可近似为

$$G_{ss} = \exp(\sigma_e n NL) = \frac{(1-K)(\sigma_p NL)^2}{2\phi K}. \quad (8)$$

图 3 中 B 线是由公式 (6)、(7) 计算所得不同的 NL 值时, 所取工作点的泵浦能量. 不同的 K 值将得出不同的曲线. 通常可取 $K \leq 0.2$. 如果 K 取较小的值, 则工作点趋于自发辐射变强的方向. 但取过小的 K 值会使上能级粒子数密度均匀分布的近似失效. 通过计算, 发现当 K 取 0.2 时所得曲线 (B 线) 与实验值 (A 线) 较为接近. 曲线间的差异, 作者认为主要是由于在速率方程中, 忽略了染料对自发辐射的吸收以及对粒子数分布均匀的近似所致.

由于 (6) 式确定的泵浦强度后, 染料激光放大器的储能将趋于饱和, 故由 (7)、(8) 式计算所得粒子数密度和小信号增益不仅是相应于在信噪比较大的值, 而且在一定程度上表示了放大器所可能具有的储能和增益. 因此, 这一结果可以方便地为染料激光放大器的设计提供参考.

例如, 对于临界非饱和放大器, 其工作状态应使放大器输出能量等于其饱和能量, 即

$$E_{out} = E_{sat} = E_{in} G_{ss}. \quad (9)$$

而放大器的饱和能量 E_{sat} 可表为^[9]

$$E_{sat} = \pi h\nu / \sigma_e \sigma_p^2 N^2, \quad (10)$$

式中 ν 、 σ_e 对应于输入信号的频率和发射截面. 将 (8) 式代入, 可得

$$(N^2 L)^2 = \frac{2\pi K h\nu}{\sigma_e \sigma_p^4 (1-K) E_{in}}. \quad (11)$$

这样就可以根据输入信号的能量来确定染料的参数了.

在文献 [5] 中, 作者曾用前节所述放大器对碰撞脉冲锁模激光器 (OPM) 所产生的 80 fs 超短脉冲进行了放大. 超短脉冲信号能量为 0.07 nJ, 染料盒长度为 1.6 cm, 由 (11) 式计算所需染料浓度为 8×10^{-4} M/L. 实验中采用了 1×10^{-3} M/L 的浓度, 使放大器略为饱和, 测得增益 $\sim 10^4$. 按照 (8) 式计算可得 $G_{ss} = 3 \times 10^4$, 可见理论和实验符合较好.

该级染料激光放大器采用泵浦能量 $\sim 40 \mu\text{J}$, 无信号光通过时, 放大自发辐射能量小于 $(E_{out}/2)$. 为进一步减小放大自发辐射在放大器后采用了小孔光栏和可饱和吸收体, 使其能量小于放大后脉冲能量的 5%.

4 结 论

了解放大器中泵浦强度和储能的关系, 可以用较少的泵浦能量获得较大的增益, 同时可以减少放大自发辐射背景噪声. 本文用实验的方法测量了放大自发辐射的阈值泵浦强度, 用速率方程的近似求解获得了放大器工作点处泵浦强度与染料参数的解析关系, 以及相应条件下储能和小信号增益的解析表达式. 这些关系可以为染料激光放大器的设计提供参考. 并把理论计算结果和飞秒脉冲放大实验结果进行了比较, 获得了较好的符合.

参 考 文 献

- [1] T. L. Koch *et al.*, *Opt. Comm.*, 1982, **40** (5): 364~368
[2] T. Sizer II *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, 1983, **QE-19** (4): 506~510
[3] R. L. Fork *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41** (3): 223~225
[4] V. J. Newell *et al.*, *J. O. S. A. (B)*, 1989, **6** (2): 257~263
[5] 沈晋汇等. 光学学报, 1991, **11**(10):870~873
[6] U. Ganiel *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, 1975, **11** (11): 881~892
[7] A. Migus *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **18** (1): 101~109
[8] A. A. Hnilo *et al.*, *Opt. Comm.*, 1986, **60** (1, 2): 87~91
[9] A. A. Hnilo *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **QE-23** (5): 593~599

Investigation of parameters in a ultrashort pulse dye laser amplifier

SHEN JINHUI HE HUIJUAN LIU YUPU ZHANG YINGHUA WANG ZHIJIANG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 16 July 1991; revised 1 November 1991)

Abstract

The dependence of amplified spontaneous emission (ASE) flux on pumping rate in a dye laser amplifier (DLA) was investigated experimentally. The experimental result is analysed theoretically, and a approximated expression for the pumping rate as a function of the dye parameter (dye concentration, active length, etc.) is obtained for enabling the DLA gain energy as high as possible while keeping low ASE noise. The formulas of stored energy and small signal gain of DLA in the pumping condition are also deduced. The theoretical calculation is in good agreement with the experimental result, and can be used for design of the ultrashort pulse dye laser amplifier.

Key words dye laser amplifier, amplified spontaneous emission, dye parameters, pumping rate.