

文章编号: 0258-7025(2004)Supplement-0424-03

纳秒级光脉冲多程放大物理模型研究

王文义¹, 栗敬钦¹, 景峰¹, 王道¹, 罗斌², 朱启华¹, 彭志涛¹

(¹中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900; ²西南交通大学光通讯实验室, 四川 成都 610031)

摘要 在纳秒级光脉冲多程放大研究中,Lowdermilk 解析解仅考虑了增益完全恢复和完全不恢复两种极端情况。实际上,在脉冲间隔时间内放大器的增益恢复很可能介于完全恢复和完全不恢复之间。直接从速率方程出发,建立脉冲通量与激光上、下能级粒子数的相关方程,推导出上、下能级粒子数密度在脉冲与放大器发生相互作用时间间隔 ΔT 前后的递推关系,从而解决了增益不完全恢复问题。另外,将该模型的计算结果与 Lowdermilk 解析解和多程放大实验结果做了比较,分析了弛豫效应对能流放大特性的影响,并得到了比较准确、可靠的结果。

关键词 光束传输; 速率方程; 多程放大; 增益饱和; 弛豫效应

中图分类号 TN241

文献标识码 A

Study on the Models of Multi-Pass Amplification of Nanosecond Light Pulse

WANG Wen-yi¹, SU Jing-qin¹, JING Feng¹, WANG Xiao¹, LUO Bin²,
ZHU Qi-hua¹, PENG Zhi-tao¹

¹Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang, Sichuan 621900, China

²Light Communication Lab., Southwest Jiaotong University, Chengdu, Sichuan 610031, China

Abstract During the study on the multi-pass amplification of nanosecond light pulse, analytical results of Lowdermilk et al just care about two critical situations, namely, gain full-recovery and gain non-recovery. In fact, the gain recovery of amplifier during the pulse interval is most likely between those two recovery situations. In this paper, the equations about relationship between pulse fluence and population in the upper and lower energy level have been built up. Moreover, sequential relationship was deduced between time intervals during which light pulse interacts with population density in the upper and lower energy levels. Thus, the problem of gain non-recovery has been solved. Moreover, the results calculated by this model were compared with those of Lowdermilk analysis model and multi-pass amplification experiment. It was also analyzed that how the decay effect influenced on the characteristics of energy amplification. And relatively good and reliable results were achieved.

Key words light propagation; equation of velocity; multi-pass amplification; gain saturation; decay effect

1 引言

目前,惯性约束聚变物理实验一般要求其驱动源-高功率固体激光驱动器产生纳秒级光脉冲。同时,为了有效提高激光器的提取效率和降低造价,主流放大器^[1,2]都采用了大口径钕玻璃为放大介质的多程放大结构。这样,需要建立多程放大物理模型并对相应物理过程做准确的模拟计算,以便为设计和优化高功率激光装置提供指导或依据。

2 纳秒级光脉冲能流放大物理模型

在多程脉冲放大的相关研究中,大多以 Lowdermilk 的解析结果^[3,4]

$$J_z = J_s \ln \left\{ G_z \left[\exp \left(\frac{J_0}{J_s} \right) - 1 \right] + 1 \right\} \quad (1)$$

作为解决问题的出发点。(1)式中, J_0, J_z 和 J_s 分别是输入、输出和饱和通量, G_z 是小信号增益系数。然后再考虑各程放大间隔时间内放大器的增益恢复,也仅对完全恢复和完全不恢复两种极端情况加以考虑。但是,放大器的增益恢复任何时候都存在,在脉冲间隔时间内放大器的增益恢复很可能介于完全恢复和完全不恢复之间。

在多程脉冲放大研究中^[5],若能得出放大器反转粒子数分布随时间变化的关系,将对多程脉冲放大问题给出较为满意的解决。这里,需解决的关键问题有两方面:一是脉冲与放大器相互作用引起的增益饱和和效应;二是放大器任何时候都存在的能级弛豫效应。因而,可直接从速率方程出发,建立有关脉冲通量和激光上、下能级粒子数的有关方程

基金项目: 国家 863 惯性约束聚变领域资助课题。

作者简介: 王文义(1975-),男,中国工程物理研究院激光聚变研究中心研究实习员,主要从事高功率固体激光驱动器相关模拟计算与优化设计工作。E-mail: wang-wen-yi@163.net

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{n\sigma I}{h\nu} - \frac{n_1}{\tau_1} - \frac{n_1 - (n_1 + n_1')}{\tau_{p1}} \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_1'}{\partial t} = -\frac{n_1'}{\tau_1} + \frac{n_1 - (n_1 - n_1')}{\tau_{p1}} \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \frac{n\sigma I}{h\nu} - \frac{n_2}{\tau_2} - \frac{n_2 - (n_2 + n_2')}{\tau_{p2}} \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_2'}{\partial t} = -\frac{n_2'}{\tau_2} + \frac{n_2 - (n_2 + n_2')}{\tau_{p2}} \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial z} \right) I = (n\sigma - \alpha) I \quad (6)$$

这里, I 是脉冲通量密度, n_1 和 n_2 分别是激光工作上、下能级粒子数密度, n_1' 和 n_2' 分别是和激光工作上、下能级简并的各子能级粒子数密度和, k_1 和 k_2 用来表示工作能级粒子数密度与简并的各子能级粒子数密度和之间的比例关系, 激光工作上、下能级的弛豫时间分别是 τ_1 和 τ_2 , 它们各自简并的子能级弛豫时间是 τ_1' 和 τ_2' , 激光上、下能级中存在的热化效应引入热化时间 τ_{p1} 和 τ_{p2} 来描述, h 是普朗克常量, ν 是光子频率, σ 是受激发射截面, $n = n_1 - n_2$ 是反转粒子数密度, α 是激活介质内吸收系数。

上述速率方程组中, 各项的物理意义是清晰的, 以激光工作上能级方程(2)式为例, 其右边第一项表示由于脉冲与放大器相互作用引起的粒子数减少, 第二项表示由于弛豫效应引起的粒子数减少, 第三项表示由于热化效应引起的粒子数变化, $(n_1 + n_1')/(1+k_1)$ 是激光工作上能级与其简并子能级达到热平衡时粒子数期望值, 若 n_1 的当前值大于其期望值, 热化效应使得粒子数减少, 反之则增加。值得指出的是, 由于上能级的弛豫时间较长, 通常在数百微秒量级, 这已远远大于脉冲与放大器相互作用的时间, 因而上能级中的弛豫效应项可以忽略。但下能级中的弛豫效应项却不可以忽略。

当 $I=0$, 即没有脉冲与放大器发生相互作用时, 方程(2)至(5)式可以方便求解。对于上能级, 忽略弛豫效应项后, n_1 的解为

$$n_1(t_0+t) = \frac{n_{10} + n_{10}'}{1+k_1} + \frac{k_1 n_{10} - n_{10}'}{1+k_1} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_{p1}}\right) \quad (7)$$

对于下能级, 弛豫效应项不可以忽略, 但 τ_2 和 τ_2' 近似相等, n_2 的解可以简化

$$n_2(t_0+t) = \left[\frac{n_{20} + n_{20}'}{1+k_2} + \frac{k_2 n_{20} - n_{20}'}{1+k_2} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_{p2}}\right) \right] \times \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_2}\right) \quad (8)$$

以上下标中含有 0 的参数表示它是 t_0 时刻的值, 下面也一样。当 $I \neq 0$, 即脉冲与放大器发生相互作用时, 可以将整个脉冲看作是由多个脉宽均等于

dT 的子脉冲序列构成, 若 dT 足够小, 对于脉冲而言, (6)式中的 n 就可以当作常量处理, 这样一来, 脉冲通量密度 I 的解是

$$I(z_0 + \nu_z dT, t_0 + dT) = I_0 \exp\{[\sigma(n_{10} - n_{20}) - \alpha] \nu_g dT\} \quad (9)$$

dT 时间内由于光放大而消耗的反转粒子数密度写成

$$\delta n = \frac{\sigma(n_{10} - n_{20}) I_0}{h\nu} dT \quad (10)$$

在(7)式右边减去 δn 和(8)式右边加上 δn 后, 可以得到激光工作上、下能级粒子数密度在脉冲与放大器发生相互作用时间间隔 dT 前后的递推关系

$$n_1(t_0 - dT) = \frac{n_{10} + n_{10}'}{1+k_1} + \frac{k_1 n_{10} - n_{10}'}{1+k_1} \exp\left(-\frac{dT}{\tau_{p1}}\right) - \frac{\sigma(n_{10} - n_{20}) dT}{h\nu} \quad (11)$$

$$n_2(t_0 + dT) = \left[\frac{n_{20} + n_{20}'}{1+k_2} + \frac{k_2 n_{20} - n_{20}'}{1+k_2} \exp\left(-\frac{dT}{\tau_{p2}}\right) \right] \times \exp\left(-\frac{dT}{\tau_2}\right) + \frac{\sigma(n_{10} - n_{20}) I_0}{h\nu} dT \quad (12)$$

假定脉冲进入放大器以前, 激光下能级完全排空, 即在初始状态下 $n = n_{10}$, $n_{20} = 0$, $n_{10}' = k_1 n_{10}$, $n_{20}' = k_2 n_{20}$ 。在输入脉冲确定后, 通过(9)至(12)式就能够得到反转粒子数密度 n 随时间的变化情况, 相应地, 增益的不完全恢复问题得到解决。

3 速率方程模型与 Lowdermilk 解析解的比较

利用基于速率方程的 SG99 光传输模拟计算软件和基于 Lowdermilk 解析解的 Fresnel 光传输模拟计算软件, 分析了在不同脉宽下热化时间和下能级寿命对能量放大的影响。

由于物理模型的不同, 这两个软件计算所用主要参数存在一些差异, 见表 1。

从表 1 可见, 小信号增益系数、吸收系数和介质长度是相同参数。SG99 软件中的下能级寿命、热化时间和受激发射截面是 Fresnel 软件不具有的, 但

表 1 SG99 与 Fresnel 的计算参数对比

Table 1 Comparison of calculation parameters between SG99 and Fresnel

SG99	Lowdermilk	Note
Small gain coefficient		
Absorption coefficient		Same
Media length		
Decay time	Saturation	
Thermal time	Fluence	Different
Exited cross section		

其作用大体上与 Fresnel 软件中的饱和通量相当。

从图 1(固定下能级寿命为 0.25 ns)可见,脉宽较短(如 $t_p=0.01$ ns,接近三能级放大模型)时,热化时间的增大(如 $t_i=10$ ns, $t_i=1000$ ns)对计算结果没有多大影响。此时,SG99 与 Fresnel 的计算结果很一致,表明在三能级模型条件下(图 1 中下边曲线),能量放大特性几乎不受热化时间的影响。脉宽较长(如 $t_p=1$ ns,接近四能级放大模型)时,热化时间的变化对计算结果有一影响。随着脉宽的增大,这种影响将会越明显,但不会超出四能级模型的能量放大曲线(图 1 中上边曲线)。对于不同下能级寿命的情况,可以给出同样的结论。

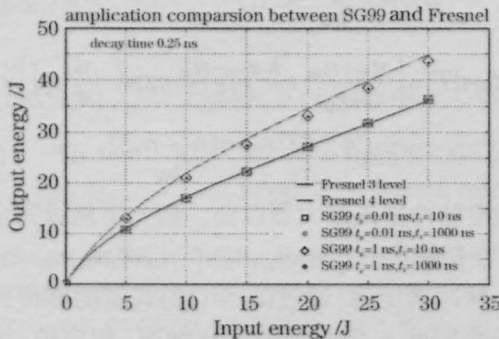


图 1 SG99 和 Fresnel 软件的能量放大特性的比较

Fig.1 Comparison of energy amplification characteristics between SG99 and Fresnel

4 与多程放大实验结果的半定量比较

多程放大实验系统为四程放大加助推放大结构。首先,根据该放大结构排布了模拟计算光路。然后,在其他参数固定的情况下用 SG99 软件分别计算了在不同下能级寿命(图 2)和不同热化时间(图 3)下的系统输出能量。最后,把模拟结果与实验数据作了比较。

从图 2 可见,在同样输入能量的条件下,下能级寿命越长(固定热化时间为 10ns),输出能量越

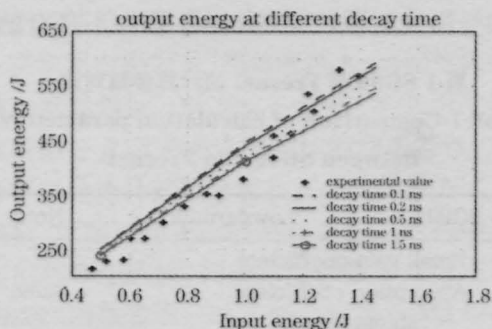


图 2 不同热化时间下模拟计算的输出能量与实验数据的比较

Fig.2 Comparison between calculated output energy at different thermal time and experimental data

小。热化时间对输出能量的影响有同样的规律(见图 3,固定下能级寿命为 0.25ns)。无论是图 2 还是图 3,模拟结果与实验数据都稍有差异,不过总的来看两者还是符合得较好。

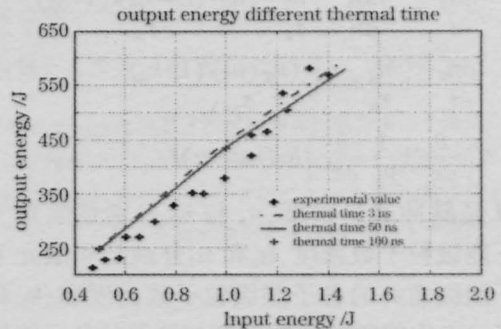


图 3 不同下能级寿命下模拟计算的输出能量与实验数据的比较

Fig.3 Comparison between calculated output energy at different decay time and experimental data

5 结论

以多能级模型为基础,推导出包含能级间弛豫作用的经典速率方程组,分析了激光放大的动力学问题,给出适用的模型表述,解决了多程放大过程中增益恢复的问题。从速率方程模型和 Lowdermilk 解析解给出的比较结果来看,下能级寿命和热化时间对能量放大的影响效果是相同的,这在物理上是可以理解的;二者都表示能级(间)的弛豫作用,弛豫作用的时间越快,粒子数反转越快,对能量放大也就越有利。而且也可以看出,该模型可以比较准确模拟介于三能级和四能级之间的能量放大特性。从该模型的模拟结果与多程放大实验数据比较来看,模拟结果和实验数据增长趋势一致;存在的差异可能来源于其他参量的选取以及实验的离轴放大过程和模拟的同轴放大过程的差别,这有待于深入研究,以便进一步提高模型的计算准确性和精度。

参考文献

- 1 J. R. Murray et al. The Nova upgrade Beamlet demonstration project[R]. LLNL Laser Program Annual Report, 1991, 85~103
- 2 B. M. van Wouterghem et al. System description and initial performance results for Beamlet [R]. LLNL ICF Quarterly Report, 1994, 5(1):1~17
- 3 L. M. Frantz, J. S. Nodvik. Theory of pulse propagation in a laser amplifier[J]. J. Appl. Phys., 1963, 34(8): 2346~2349
- 4 W. H. Lodermilk, J. E. Murray. The multipass amplifier: theory and numerical analysis[J]. J. Appl. Phys., 1980, 51(5):2436~2444
- 5 Fan Dianyuan, Yu Wenyan. High-power multi-pass amplifier[J]. Laser, 1980, 7(9):1~6
范滇元,余文炎. 高功率多程放大器[J]. 激光, 1980, 7(9):1~6