

# 多程放大中激光脉冲交叠放大的物理建模与计算方法\*

张颖<sup>†</sup> 刘兰琴 王文义 黄晚晴 谢旭东 朱启华

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2012年8月22日收到; 2012年10月9日收到修改稿)

建立了多程放大中激光脉冲在增益介质中交叠放大的物理模型, 并提出相应的计算方法. 物理模型中考虑了脉冲前后沿对增益介质中反转粒子数的共同消耗. 研究认为模型在延时系下的数据递推方式无法求解交叠放大问题. 通过建立新的时空坐标系, 解决了交叠放大过程的数值求解问题. 基于此物理模型和计算方法, 模拟计算了双程放大时脉冲时间波形与腔镜位置的关系.

**关键词:** 物理模型, 放大, 腔镜, 增益饱和

**PACS:** 42.55.Px, 42.55.Ah, 42.55.-f, 42.60.Da

**DOI:** 10.7498/aps.62.064208

## 1 引言

激光脉冲放大模型的理论研究可以追溯到 20 世纪 60 年代初, Frantz 和 Nodivik<sup>[1]</sup> 建立了适用于窄带激光放大的 F-N 速率方程, 它能够描述窄带脉冲传输放大过程中反转粒子数的损耗、增益饱和和效应以及各种弛豫效应等. 目前 NIF 的激光运行仿真软件 LPOM<sup>[2]</sup> 和中国工程物理研究院激光聚变研究中心自行开发的传输放大软件 SG99<sup>[3]</sup> 仍然基于此模型. 在此后的半个世纪, 随着啁啾脉冲放大技术<sup>[4]</sup> 的出现, 放大理论研究的重点主要集中在宽带激光脉冲放大模型的研究. Chuang 等<sup>[5]</sup>, Morice<sup>[6]</sup>, Planchon 等<sup>[7]</sup>, 卢兴强等<sup>[8]</sup>, 傅喜泉<sup>[9]</sup>, 刘兰琴等<sup>[10]</sup> 先后在宽带激光脉冲传输放大模型上开展了大量的研究工作, 激光脉冲传输放大模型日益完善. 在此基础上, 激光放大系统的光束质量、逆运算、功率平衡等问题都展开了大量的研究工作<sup>[11,12]</sup>. 对现有传输放大模型的通常的计算方法是: 将模型转换至延时坐标系下, 在激光脉冲的传输路径上划分网格(步长), 逐步计算脉冲的传输放大, 只有当一个步长计算完成后才开始计算下一个步长;

如果存在多程放大, 则用等效光路代替折返光路.

在多程放大器中, 当脉冲的宽度大于往返腔镜所需要的时间时(这种情况很容易出现, 例如当脉冲宽度为 2 ns 时, 增益介质离腔镜的距离小于 30 cm; 当脉冲宽度为 100 ns 时, 增益介质离腔镜的距离小于 15 m), 脉冲的前沿和后沿将在同一增益介质中重叠, 共同消耗反转粒子数, 现有的放大模型没有考虑这一物理过程. 同时本文的研究指出, 对交叠放大过程的计算不能采用延时系下的数据递推方式, 因此现有的模型和计算方法都不适用于多程放大器中脉冲的交叠放大.

本文针对多程放大中脉冲前后沿可能重叠的情况, 建立交叠放大的物理模型, 并给出相应的计算方法, 初步讨论双程放大器腔镜位置对时间波形的影响, 为高能激光系统的建造提供设计依据.

## 2 现有的模型和计算方法

描述激光放大过程最常用的数学模型为反转粒子数密度方程<sup>[13]</sup>, 见(1)式, 忽略了抽运、弛豫、损耗和吸收, 仅考虑受激发射导致的反转粒子数密度损耗和激光的受激放大:

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: zhangying@tsinghua.org.cn

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n(t, z)}{\partial t} = -\frac{\sigma \Delta n(t, z) I(t, z)}{h\nu}, \\ \frac{\partial I(t, z)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I(t, z)}{\partial t} = \sigma \Delta n(t, z) I(t, z), \end{cases} \quad (1)$$

其中  $\Delta n$  为反转粒子数密度,  $\sigma$  为受激发射界面,  $h$  为普朗克常数,  $\nu$  为激光脉冲的中心频率,  $I$  为激光脉冲的光强分布,  $t$  为时间坐标,  $z$  为空间坐标.

一般在延时系<sup>[14]</sup>下对(1)式进行求解, 引入延时系与原坐标的变换关系为

$$\begin{cases} t' = t - \frac{z}{v_g}, \\ z' = z, \end{cases} \quad (2)$$

得到延时系下的反转粒子束密度和光强的关系:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n(t', z')}{\partial t'} = -\frac{\sigma \Delta n(t', z') I(t', z')}{h\nu}, \\ \frac{\partial I(t', z')}{\partial z'} = \sigma \Delta n(t', z') I(t', z'). \end{cases} \quad (3)$$

于是(3)式可以用下面方法求解: 将脉冲传输路径上的介质切片(步长为  $\Delta z'$ ), 脉冲在时间维上切片(采样间隔为  $\Delta t'$ ), 脉冲依次通过  $\Delta z'$  长度的介质片. 反转粒子数密度和光强满足递推关系:

$$\begin{cases} \Delta n(z'_0, t'_0 + \Delta t') \\ = \Delta n(z'_0, t'_0) - \frac{\sigma}{h\nu} I(z'_0, t'_0) \Delta n(z'_0, t'_0) \Delta t', \\ I(z'_0 + \Delta z', t'_0) \\ = I(z'_0, t'_0) - \sigma \Delta n_0(z'_0, t'_0) I(z'_0, t'_0) \Delta z'. \end{cases} \quad (4)$$

### 3 脉冲交叠放大的物理建模和计算方法

与单程放大相比, 多程放大的难点在于在脉冲前后沿的传输方向不同, 但又可能在空间上相互重叠. 在(1)式的基础上考虑脉冲交叠效应, 得到新的物理模型, 如(5)式:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n(t, z)}{\partial t} = -\frac{\sigma \Delta n(t, z)}{h\nu} \sum_i I[f_i(t, z), g_i(t, z)], \\ \frac{\partial I(t, z)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I(t, z)}{\partial t} = \sigma \Delta n(t, z) I(t, z), \end{cases} \quad (5)$$

其中的函数  $f_i(z, t)$ ,  $g_i(z, t)$  与光路排布有关,  $\sum_i I[f_i(t, z), g_i(t, z)]$  表示脉冲与自身的交叠, 求和项数与放大的程数有关, 求和的项数小于等于放大程数.

如果此时仍然在延时系下求解, 延时系下(5)式转换为

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n(t', z')}{\partial t'} = -\frac{\sigma \Delta n(t', z')}{h\nu} \sum_i I[f_i(t', z'), g_i(t', z')], \\ \frac{\partial I(t', z')}{\partial z'} = \sigma \Delta n(t', z') I(t', z'). \end{cases} \quad (6)$$

图1(a)为双程放大的光路示意图, 图1(b)为延时系下双程单张钕玻璃片交叠放大的等效光路示意图, 腔镜距增益介质的距离为  $L$ . 介质片  $z'_1$  和介质片  $z'_1 = 2d + 2L - z'_0$  实际上是同一介质, 它既被时间片  $t'_0$  消耗, 又被时间片  $t'_1 = t'_0 + 2\frac{n_0 d + L - n_0 z'_0}{c}$  消耗.

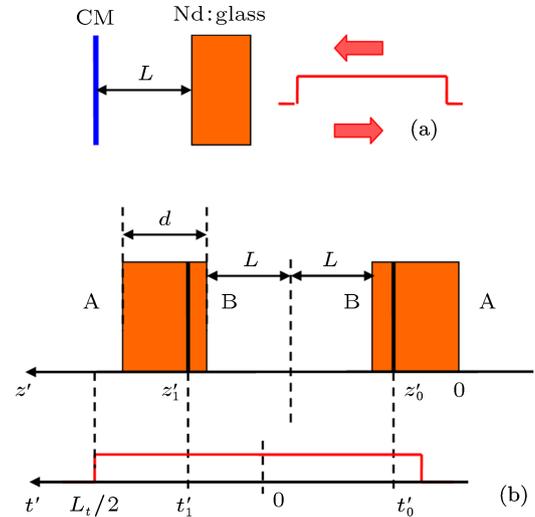


图1 延时系下脉冲交叠放大光路示意图 (a) 双程放大示意图; (b) 等效光路图

(6)式在  $(t'_0, z'_0)$  处做离散处理, 得到递推关系:

$$\begin{cases} \Delta n(t' + \Delta t', z') \\ = \Delta n(t', z') - \frac{\sigma}{h\nu} \left[ I(t', z') + I\left(t' + 2\frac{n_0 d + L - n_0 z'}{c}, 2d + 2L - z'\right) \right] \\ \times \Delta n(t', z') \Delta t', \\ I(t', z' + \Delta z') \\ = I(t', z') - \sigma \Delta n_0(t', z') I(t', z') \Delta z'. \end{cases} \quad (7)$$

显然(7)式中  $2d + 2L - z'_0 > z'_0$ , 此时的光强  $I\left(t' + 2\frac{n_0 d + L - n_0 z'}{c}, 2d + 2L - z'\right)$  还是一未知量, 因此原有的计算方法不能用来求解多程交叠放大的问题.

为了解决这一问题, 引入新的坐标系:

$$t'' = \frac{z}{v_g}, \quad z'' = z - v_g t, \quad (8)$$

(8) 式中的群速度  $v_g$  与脉冲所处的位置有关. 对于介质片,  $v_g \approx \frac{c}{n_0}$ ,  $c$  为真空中的光速,  $n_0$  为介质的线性折射率; 对于空气,  $v_g = c$ . (4) 式和 (8) 式得到新坐标系下的交叠放大模型:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n}{\partial z''} = \frac{1}{v_g} \frac{\sigma \Delta n}{h\nu} \sum_i I [f_i(t'', z''), g_i(t'', z'')], \\ \frac{\partial I}{\partial t''} = v_g \sigma \Delta n I, \end{cases} \quad (9)$$

(9) 式将延时系  $(t', z')$  中求  $I(t')$  随  $z'$  变化的问题转换为新坐标系  $(t'', z'')$  下求  $I(z'')$  随  $t''$  变化的问题.  $I(z'')$  的物理含义为脉冲在空间上的分布, 它所覆盖的空间区域大小与脉冲的宽度和所在区域内介质中的传输速度有关. 随着时间  $t''$  的变化, 脉冲在空间上覆盖的区域发生变化, 使得所覆盖介质内的反转粒子数被消耗, 光强得以放大. 图 2 为新坐标系下脉冲交叠放大的光路示意图, 得到新坐标系下  $(t''_0, z''_0)$  处的递推关系见 (10) 式.

$$\begin{cases} \Delta n(t'', z'' - \Delta z'') \\ = \Delta n(t'', z'') - \left(\frac{\Delta z''}{v_g}\right) \frac{\sigma}{h\nu} [I(t'', z'') \\ + I(t'', 2L + 2n_0 d - z'' - 2ct'')] \Delta n(t'', z''), \\ I(t'' + \Delta t'', z'') \\ = I(t'', z'') + (v_g \Delta t'') \sigma \Delta n_0(t'', z'') I(t'', z''). \end{cases} \quad (10)$$

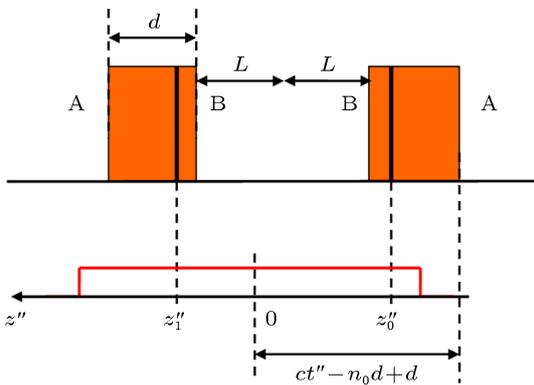


图 2 新坐标系下脉冲交叠放大光路示意图

求解的关键在于每一步都要判断脉冲与介质的空间重合情况. 如果任意选取脉冲和介质网格的空间步长(网格)大小, 则在递推计算中需要增加大量的插值处理, 大大增加了计算量. 等光程划分空间步长的方式能够避免插值计算. 无论是增益介质还是空气, 脉冲通过单个步长所需的时间相等, 同时根据步长的大小确定时间网格的大小. 例如: 单块钕玻璃片厚度为  $d$ , 步长为  $N_1$ , 线性折射率为

$n_0$ , 则在钕玻璃片中步长的  $\Delta z''_1$  和时间网格的大小  $\Delta t''$  为

$$\Delta z''_1 = \frac{d}{N_1}, \quad (11)$$

$$\Delta t'' = \frac{\Delta z''}{(c/n_0)} = \frac{dn_0}{N_1 c}, \quad (12)$$

其中  $c$  为光速. 在空气中的步长为

$$\Delta z''_2 = c \Delta t'' = \frac{dn_0}{N_1}. \quad (13)$$

根据 (11)—(13) 式的网格划分方法, 每计算一个步长, 脉冲整体向前移动一个网格, 移动前后的网格恰好一一对应. 划分好增益介质和空气的网格后, 根据实际光路排布就能够确定出每一网格是增益介质还是空气, 并对增益介质网格所处的位置做出标记. 计算中标记出脉冲每一切片所处的位置和传输方向. 当脉冲切片与增益介质处于同一位置时, 利用 (10) 式计算脉冲切片获得的增益和该增益介质网格的反转粒子数损耗; 当脉冲切片和增益介质不重合时, 脉冲切片的光强不发生变化, 该增益介质网格对应的反转粒子数也不发生变化. 计算完成后脉冲向传输方向移动一个网格, 脉冲切片所在的位置加一或减一, 然后进行下一步判断和计算.

以上模型和计算方法很容易推广到多程及多片钕玻璃交叠放大的情形. 在模型中增加与抽运、弛豫、损耗和吸收相关的项, 就能得到更为完整的物理模型.

## 4 算例

基于上述物理模型和计算方法, 开发了相应的模拟计算程序, 以片状放大器双程为例, 参数见表 1, 初步讨论交叠放大对时间波形的影响.

注入脉冲形状为方波, 脉宽 100 ns, 在  $I_0 = 25 \text{ MW/cm}^2$  入射光强下输出脉冲的时间波形如图 3 所示. 腔镜的位置对脉冲的时间波形造成了影响, 腔镜离放大器越近, 脉冲饱和程度越厉害. 当腔镜距放大器的距离大于等于 15 m 时, 100 ns 的脉冲前后沿不重叠, 这就回归到了原来的脉冲放大模型 (1) 式.

表 1 片状放大器参数列表

物理量	数值	单位
受激发射截面	$4 \times 10^{-20}$	$\text{cm}^2$
小信号增益	0.045	$\text{cm}^{-1}$
片数	9	
片厚	4.78	cm
线性折射率	1.5	
片间距	80	cm

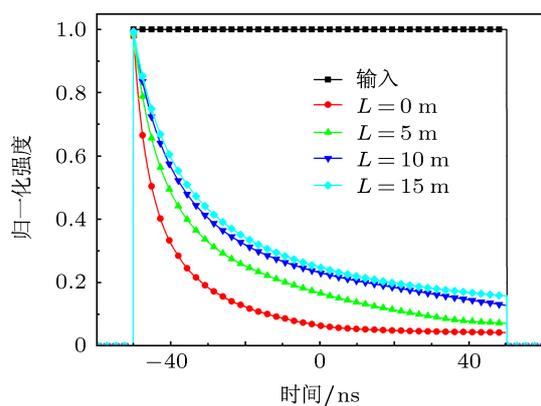


图3 输出脉冲时间波形与腔镜位置的关系

## 5 结论

多程放大中激光脉冲交叠放大的物理模型进一步完善了现有的激光脉冲传输放大模型. 通过新的坐标变换关系, 解决了延时系下模型无法求解的问题. 将空间步长的划分和时间网络的选取联系起来, 物理图像更为直观, 降低了求解难度和计算量. 在下一步的研究中, 还将考虑弛豫、损耗、吸收、衍射及与带宽相关的量影响. 物理模型及算法的建立, 将为解决多程传输放大的基本物理问题奠定基础, 为新一代高能激光系统的建造提供设计依据, 并指导工程建设.

- [1] Franzl L M, Nodvik J S 1963 *J. Appl. Phys.* **34** 2346
- [2] Shaw M, Williams W, House R 2004 *Opt. Eng.* **43** 2885
- [3] Wang W Y 2005 *China Defense Science and Technology Reports* (in Chinese) [王文义 2005 光传输软件 SG99 的实验考核. 国防科技报告]
- [4] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [5] Chuang Y H, Zheng L, Meyerhofer D D 1993 *IEEE J. Quantum. Electron.* **29** 270
- [6] Morice O 2003 *Opt. Eng.* **42** 1530
- [7] Planchon T A, Burgy F, Rousseau J P 2005 *Appl. Phys. B* **80** 661
- [8] Lu X Q, Qian L J, Fan D Y 2002 *Chin. J. Lasers A* **29** 882 (in Chinese) [卢兴强, 钱列加, 范滇元 2002 中国激光 A **29** 882]
- [9] Fu X Q 2005 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: Fudan University) (in Chinese) [傅喜全 2005 博士学位论文 (上海: 复旦大学)]
- [10] Liu L Q, Su J Q, Luo B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6749 (in Chinese) [刘兰琴, 粟敬钦, 罗斌 2007 物理学报 **56** 6749]
- [11] Zuo Y L, Jiang D B, Zhu Q H 2012 *Chin. Phys. B* **21** 034209
- [12] Wen S C, Fan D Y 2001 *Chin. Phys.* **10** 1032
- [13] Koechner W 2002 *Colid-State Laser Engineering* (Springer) p152
- [14] Agrawal G P, (Translated by Jia D F et al) 2010 *Nonlinear Fiber Optics, Fourth Edition & Applications of Nonlinear Fiber Optics* (2nd Ed.) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) (in Chinese) p31 [Govind P. Agrawal 著, 贾东方等译 2010 译非线性光纤光学原理及应用 (北京: 电子工业出版社) 第 31 页]

# Physical modeling and calculation method of laser pulse superposition in multi-pass amplification process

Zhang Ying<sup>†</sup> Liu Lan-Qin Wang Wen-Yi Huang Wan-Qing  
Xie Xu-Dong Zhu Qi-Hua

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

(Received 22 August 2012; revised manuscript received 9 October 2012)

## Abstract

Physical model and calculation method are established to describe the laser pulse superposition in multi-pass amplification process. In this model, the inversion population density is consumed by the pulse leading edge and tailing edge simultaneously. It is demonstrated that this model can not solve the problem of laser superposition amplification in the time-delay coordination. The superposition amplification is solved by building a new time-space coordination. Base on the physical model and calculation method, computer simulation is performed and the pulse shape distortion is discussed at different cavity mirror positions in two-pass amplification process.

**Keywords:** physical model, amplification, cavity mirror, gain saturation

**PACS:** 42.55.Px, 42.55.Ah, 42.55.-f, 42.60.Da

**DOI:** 10.7498/aps.62.064208

---

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zhangying@tsinghua.org.cn