

# 多段阵列式钕玻璃放大器中放大自发辐射问题的研究\*

冯国英 吕百达

(四川大学激光物理与化学研究所 成都 610064)

**提要** 由激光速率方程和泵浦速率的空间和时间分布出发,采用了二维光线追迹和蒙特卡罗法模拟了放大自发辐射,研究了多段阵列式钕玻璃放大器(MSA)中间板条增益分布随时间和泵浦速率的变化。所得结果对大尺寸多段阵列式钕玻璃放大器的设计有参考价值。

**关键词** 多段阵列式放大器,放大自发辐射,光线追迹和蒙特卡罗法

## 1 引 言

惯性约束聚变(ICF)的研究极大地推动了高功率激光技术,尤其是高功率固体激光驱动器技术的发展。美国里弗莫尔国家实验室(LLNL)已在 Nova 升级中提出了 MSA (multisegment amplifier) 概念,俄罗斯瓦维洛夫光学中心对这类 MSA 结构的钕玻璃放大器也作了研究。MSA 的优化设计对提高主放大器的效率和性能价格比有十分重要的作用。图 1 所示的多段阵列式放大器(MSA)是新一代惯性约束聚变激光驱动器的关键部件之一,片的排布为  $m \times n \times k$  (分别为水平方向、垂直方向和在激光传输方向的片数)。MSA 的优点是可充分利用中间灯列阵的泵浦光能,当列阵数  $m$  和  $n$  均较大时,总储能效率接近中间灯列阵的效率。在 MSA 中,为了消除片内寄生振荡,片边缘作了包边处理,边缘反射率低于 1%。

在钕玻璃 MSA 中,一旦泵浦速率超过某一定值,使激活介质中的粒子数实现了高反转,就会出现显著的放大自发辐射(ASE)会消耗亚稳态上的原子,将大部分储能消耗掉<sup>[1]</sup>。ASE 与激光增益介质的宽度、厚度、表面特性和对光谱的吸收特性,泵浦脉冲长度等参数有关<sup>[2]</sup>。对于自由振荡,ASE 的影响较小,对于调 Q 情况,ASE 的影响

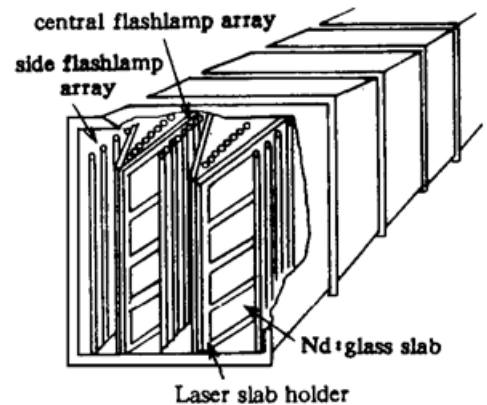


图 1 MSA 结构示意图

Fig. 1 Schematic illustration of the multisegment amplifier

\* 惯性约束聚变青年科学基金和国家高技术惯性约束聚变委员会资助项目,部分内容曾在国家高技术光束传输研讨会(武汉,1996年5月)上报告。

较大<sup>[2]</sup>。为了更好地理解 ASE 的特性,我们发展了研究不同形状(如棒状、片状等)增益介质内 ASE 的计算软件,并对 MSA 中的板条作了 ASE 的参数分析。

## 2 原理概述

由激光速率方程和储能密度的空间和时间分布可得如下方程<sup>[3]</sup>

$$\frac{dE_s(x, y, t)}{dt} = P_u(x, y, t) - \frac{E_s(x, y, t)}{\tau} \quad (1)$$

式中,  $E_s(x, y, t)$  为随空间位置和时间而变的储能密度,  $\tau$  为荧光寿命,  $P_u(x, y, t)$  为泵浦速率(用功率密度表示, 见文献[3]), 它在介质中的分布随空间位置和时间而变。

式(1)可用有限差分法来解。取时间间隔  $\Delta t$ , 并在水平方向截面上取一厚度为  $\Delta z$  的薄层, 在  $x$  方向上分为等间隔  $\Delta x$  的  $i$  份, 在  $y$  方向上分为等间隔  $\Delta y$  的  $j$  份, 则差分元的体积  $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ 。在时间  $t = (p + 1)\Delta t$  ( $p = 0, 1, 2, \dots$ ) 时的体积元  $\Delta V$  内的储能  $E_s(x, y, p + 1)$  可表示为

$$E_s(x, y, p + 1) = [E_s(x, y, p) + P_u(x, y, t)\Delta t] \exp(-\Delta t/\tau) \quad (2)$$

在开始泵浦前,  $E_s(x, y, 0) = 0$ 。

介质单元在获得储能的同时又以荧光的形式随机向  $4\pi$  空间发射光能量, 在  $\Delta t$  间隔内自发辐射能量  $E_{ASE}(x, y, p)$  可表示为

$$E_{ASE}(x, y, p) = [1 - \exp(-\Delta t/\tau)]E_s(x, y, p)$$

假设自发辐射是各向同性的, 且可分为相互独立的  $M$  条光线, 每条光线携带能量为  $E_{ASE}(x, y, p)/M$ 。为了接近放大自发辐射的物理机制, 我们引入蒙特卡罗法, 模拟自发辐射光线随机从体积单元以随机的角度出射, 光线在经过体积单元时, 若该单元的储能密度足够高, 则产生 ASE, 能量变为

$$E'_{ASE}(x, y, p) = E_{ASE}(x, y, p) \exp\left[\left|\frac{E_s(x, y, p)}{\Delta V I_s} - \alpha\right| z\right] \quad (3)$$

式中,  $z$  为光线经过体积单元的路径长度,  $I_s$  为激光增益介质的饱和通量。而引起该单元储能的损耗可表示为

$$\delta_E(x, y, p) = E_{ASE}(x, y, p) \left[1 - \exp\left[\frac{E_s(x, y, p)z}{\Delta V I_s}\right]\right] \quad (4)$$

当发生如下两种情形时, 停止对光线的追迹: 一是光线到达板条的边缘, 包层材料将其吸收(光线在两大平面的反射遵从菲涅耳定律); 二是光线的能量小于初始的能量。

## 3 数值计算结果及分析

钕玻璃中储能沿厚度方向的分布是十分不均匀的, J. M. Soures<sup>[4]</sup>等人的详细研究表明, 钕玻璃吸收的能量沿厚度方向的相对分布与  $\text{Nd}^{3+}$  离子掺杂浓度和片厚度有关。我们采用蒙特卡罗法和二维光线追迹法建立了一套用于研究闪光灯灯光输出到  $\text{Nd} \cdot \text{glass}$  片内储能密度分布的软件, 程序的编制较为复杂, 前后历时约一年。其中, 综合考虑了多种参数的影响, 如不同电流强度、灯内径和压强下的氙灯辐射谱、氙灯吸收谱<sup>[5]</sup>, 不同牌号玻璃的吸收谱, 灯等离子体对氙灯光能量的吸收, 灯表面发光的随机特性, 漫反射面对入射光反射的统计规律, 光能量在

折反射时的能量损耗, 量子效率等。该程序的显著优点是采用蒙特卡罗法的计算误差与光线数的倒数  $N^{-1}$  成正比的, 经过程序优化后, 所编制的计算软件可在普通 386 或 486 微机上进行光线次数多于 60 万、反射次数多于 20 次的光线追迹, 达到高的计算精度, 且计算结果的重复性好。利用这一模型就可以考察不同布局、反射器形状和激活介质吸收特性等参数对泵浦速率分布的影响。用光泵模型计算中间灯列阵间有菱形漫反射器的 MSA 的中间片非端头情形时泵浦速率在介质水平方向截面上的相对分布如图 2 所示。

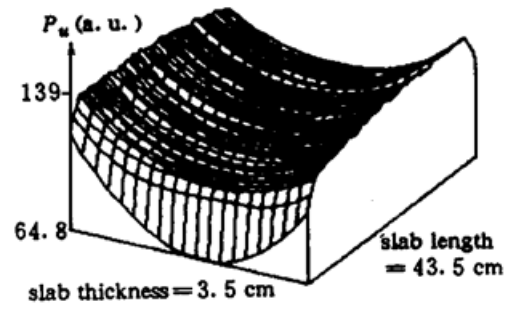


图 2 计算所得的相对泵浦速率 ( $P_u$ ) 在中间片水平方向截面上的分布  
Fig. 2 Calculated relative pump rate ( $P_u$ ) distributions at the horizontal section of the middle slab

在计算程序中利用公式(1)~(4)考虑了 ASE 的影响。其中, 介质形状可以是棒状、片状, 也可以是其他任意形状。将激光介质分为体积元列阵, 利用图 2 的结果向每一体积元提供相对值与位置有关的、随时间而变的激光上能级储能。激活介质同时又以荧光形式随机向  $4\pi$  空间发射。每一光线在体积元传输时, 受该体积元的吸收因子和增益因子的作用。在增益区, 光线消耗了储能, 光能量被放大。在我们的程序中, 单位时间间隔 ( $\Delta t = 10 \mu s$ ) 内, 数万条光线被追迹, 光线在介质内以直线行进, 到达介质光面时, 遵从菲涅耳定律, 到达介质包边处时, 光能量被吸收。当光线能量低于出发时的光能量时, 停止对这一光线的追迹。

我们所编制的程序可以计算任意给定函数形式的泵浦脉冲波形时的 ASE 的影响。作为计算例子, 以下设泵浦脉冲波形为方波,  $Nd^{3+}$  离子荧光寿命  $\tau = 300 \mu s$ 。设图 2 中最大泵浦速率为  $1 \text{ kW/cm}^3$ , 经过  $100 \mu s$  后, 储能密度分布如图 3 (a) 所示, 由于反转粒子数还未达到足够多, ASE 的影响小, 储能密度分布不变。经过  $300 \mu s$  后, 反转粒子数积累已较多, 在片的水平截面两边缘, 放大自发辐射较强, 消耗了部分储能, 储能密度分布如图 3 (b) 所示。当最大泵浦速率密度为  $3 \text{ kW/cm}^3$  时, 经过  $100 \mu s$  后, 储能密度分布如图 4 (a) 所示, 经过  $300 \mu s$  后, 储能密度分布如图 4 (b)。由图可见, 在反转粒子数刚开始积累和当泵浦速率较小时, 片内储能密度较小, ASE 可忽略, 储能密度的相对分布与泵浦速率一致, 且随着时间的增加而增加。当反转

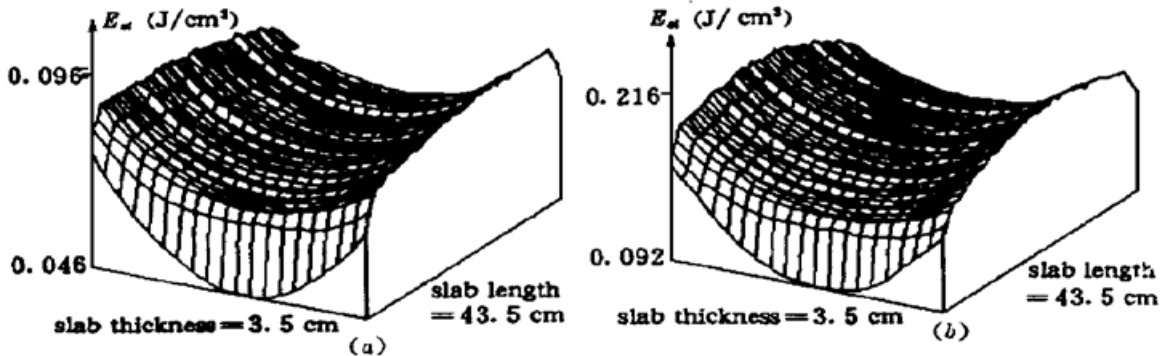


图 3 当最大泵浦速率  $P_u = 1 \text{ kW/cm}^3$  时, (a)  $100 \mu s$  后和 (b)  $300 \mu s$  后计算所得的在中间片水平方向截面上储能密度的分布

Fig. 3 Calculated stored energy density distributions at the horizontal section of the middle slab after (a)  $100 \mu s$ , and (b)  $300 \mu s$ ,  $P_u = 1 \text{ kW/cm}^3$

粒子数积累到一定程度时,放大自发辐射出现并增加。由于在片长度方向上光传输距离最长,在两边缘处产生较强的 ASE, 储能的消耗也较多,故储能密度在边缘处塌陷。当泵浦速率较小时, ASE 的影响较小,在两边缘处储能的消耗较小,在边缘处略有塌陷。当泵浦速率较大时, ASE 的影响较大,在两边缘处储能的消耗较多,故相应的增益在边缘处塌陷也较大。我们计算了不同泵浦速率下,当泵浦时间为  $100\ \mu\text{s}$  和  $300\ \mu\text{s}$  时在片水平方向的增益分布,如图 5 (a) 和 (b) 所示。可见,泵浦速率越高, ASE 对增益分布影响越大,增益分布越不均匀。我们对掺钕硅酸盐玻璃 ED-2, LCG-11 和磷酸盐玻璃 LHG-5, 计算了当最大泵浦速率为  $3\ \text{kW}/\text{cm}^3$ , 泵浦时间为  $300\ \mu\text{s}$  时在片水平方向的增益分布,如图 6 所示,三种玻璃的输出激光单光子能量、受激发射截面和荧光衰减时间列于表 1, 计算所得的最大储能密度分别为  $0.44\ \text{J}/\text{cm}^3$ ,  $0.62\ \text{J}/\text{cm}^3$ ,  $0.40\ \text{J}/\text{cm}^3$ 。可见, LHG-5 玻璃的受激发射截面最大, 储能能力最小, 获得的增益最高, ASE 的影响最大; LCG-11 玻璃的受激发射截面最小, 荧光衰减时间最长, 获得的增益最小, 但储能最大, ASE 的影响最小; ED-2 与 LHG-5 相比荧光衰减时间相差不大, 但受激发射截面较小, 因而增益较小, 储能较大。

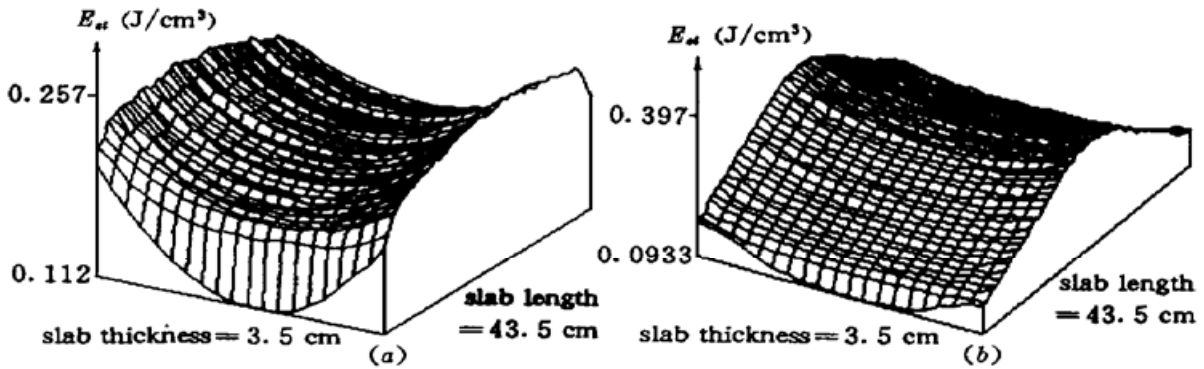


图 4 当最大泵浦速率  $P_u = 3\ \text{kW}/\text{cm}^3$  时, (a)  $100\ \mu\text{s}$  后和 (b)  $300\ \mu\text{s}$  后计算所得的在中间片水平方向截面上储能密度的分布

Fig. 4 Calculated stored energy density distributions at the horizontal section of the middle slab after (a)  $100\ \mu\text{s}$ , and (b)  $300\ \mu\text{s}$ ,  $P_u = 3\ \text{kW}/\text{cm}^3$

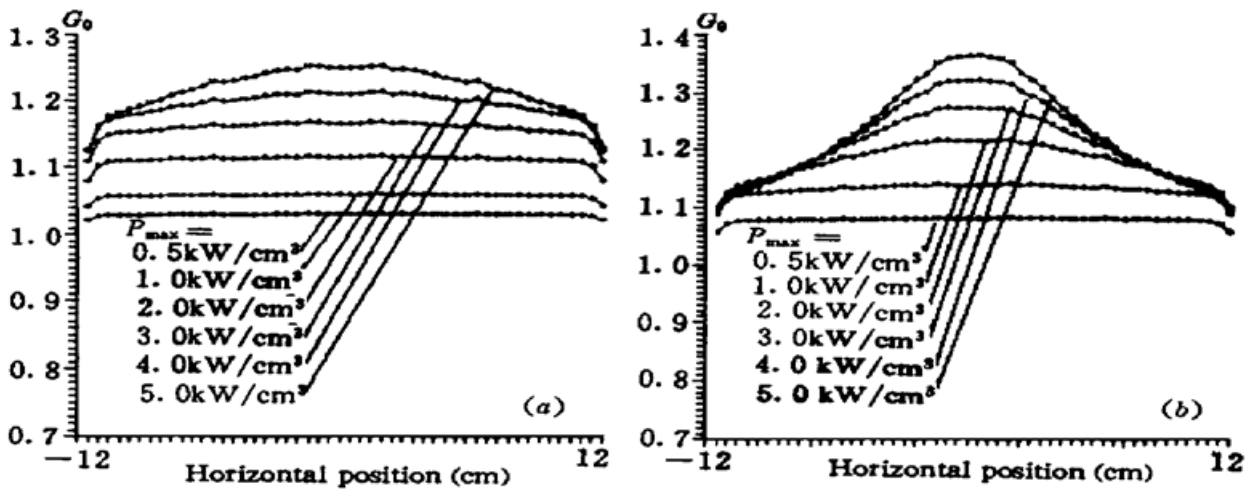


图 5 在不同最大泵浦速率下, (a)  $100\ \mu\text{s}$  后和 (b)  $300\ \mu\text{s}$  后计算所得的在中间片水平方向截面上增益的分布

Fig. 5 Calculated gain distributions at the horizontal section of the middle slab after (a)  $100\ \mu\text{s}$ , and (b)  $300\ \mu\text{s}$ ,  $P_u = 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0,$  and  $5.0\ \text{kW}/\text{cm}^3$

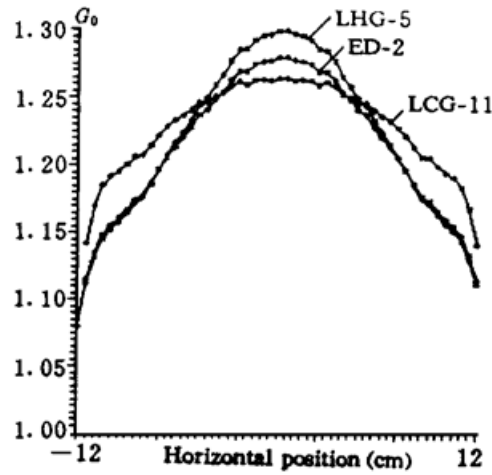


图 6 计算所得的在不同牌号玻璃中间片水平方向截面上增益的分布

Fig. 6 Calculated gain distributions at the horizontal section of the ED-2, LCG-11, and LHG-5 middle slabs

表 1 钕玻璃参数

Table 1 Parameters of Nd-doped laser glasses

Glass designation	ED-2	LCG-11	LHG-5
Photon energy (J)	$1.88 \times 10^{-19}$	$1.88 \times 10^{-19}$	$2.1 \times 10^{-19}$
Cross section for stimulated emission ( $\text{cm}^2$ )	$3.03 \times 10^{-20}$	$2.0 \times 10^{-20}$	$3.9 \times 10^{-20}$
Fluorescent decay time ( $\mu\text{s}$ )	300	575	290

## 4 小 结

在高功率激光系统中, 研究钕玻璃内 ASE 和寄生振荡及探讨消除办法, 对于提高器件的激光输出效率具有十分重要的意义。本文致力于这方面的研究, 主要结果总结如下:

**4.1** ASE 与介质的荧光寿命、泵浦效率和介质的几何形状有关。在 MSA 中, ASE 引起增益的不均匀分布。经过优化设计后的中间片原来在水平方向上其增益分布是均匀的, 由于泵浦速率的加大和时间的增加, 增益变得在两边边缘处塌陷, 且总的净增益下降。因此, 在对 MSA 进行优化设计时, 应当针对一定的泵浦脉冲功率和波形及介质的荧光寿命的参数, 考虑 ASE 的影响, 对片和灯的布局 and 反射器的形状进行再次优化设计。

**4.2** 当介质的荧光时间一定时, 泵浦速度越大, 储能密度和增益越大, ASE 对储能密度和增益的影响越大; 当泵浦速率较小时, 储能密度和增益较小, ASE 对储能密度和增益的影响较小。

**4.3** ASE 在片的最长的方向上(即光行进路线最长的方向上)作用最为明显。因为光在传输放大时, 光能量随所经路径指数增长, 路径越长, 光能量越大, 消耗单元体积的储能越多, 该单元体积内的增益下降也越多。

**4.4** 减小 ASE 影响有两个方法: 一是减小片径, 或将一大片分为二片或多片; 二是在保持片厚与掺杂浓度之积不变的条件下增加片厚, 减小钕离子浓度, 但是厚片导致热效应增大, 降低了光束质量。

我们已建立的计及 ASE 影响的光泵模拟软件经进一步实验校核后, 可用于 MSA 的优化

设计。

**致谢** 感谢中国科学院上海光机所范滇元院士和丘悦博士与作者对有关问题所进行的有益讨论。

### 参 考 文 献

- 1 A. Hardy, D. Treves. Amplified spontaneous emission in spherical and disk-shaped laser media. *IEEE J. of Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**(9) : 887~ 895
- 2 Q. Lu, S. Dong. Numerical and experimental investigation on ASE effects in high-power slab amplifiers. *Opt. & Laser Tech.*, 1993, **25**(5) : 309~ 314
- 3 D. C. Brown, D. P. Benfey, W. J. Gehm *et al.*. Parasitic oscillation and amplified spontaneous emission in face-pumped total internal reflection lasers. *SPIE*, 1987, **736** : 74~ 83
- 4 J. M. Soures, L. M. Goldman, M. J. Lubin. Spatial distribution of inversion in face pumped Nd-glass laser slabs. *Appl. Opt.*, 1973, **12**(5) : 927~ 928
- 5 H. T. Powell, A. C. Erlandson, K. S. Jancaitis *et al.*. Flashlamp pumping of Nd-glass disk amplifiers. *SPIE*, 1990, **1277** : 103~ 119

## Amplified Spontaneous Emission in Multisegment Amplifier

Feng Guoying Lü Baida

(*Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu 610064*)

**Abstract** Amplified spontaneous emission (ASE) can strongly affect the operation and efficiency of high power laser devices. In this paper, starting from the laser rate equations and in consideration of the temporal and spatial pump rate distributions, the ASE in a multisegment amplifier (MSA) has been studied in detail by using two-dimensional ray tracing and Monte Carlo methods. Numerical calculations have shown that gain distributions at the horizontal section of the middle slab are dependent on the time and pump rates. The results obtained would be useful for the design of the large-scale multisegment Nd-glass amplifier.

**Key words** multisegment amplifier (MSA), amplified spontaneous emission (ASE), ray-tracing and Monte Carlo methods