

高功率多程放大器

范滇元 余文炎

(中国科学院上海光机所)

提要: 研究了高功率激光放大器在多程放大情况下的增益, 分析了提高引出效率的条件, 得出选择最佳工作参数的一般原则。所得结果已应用于研制通光口径为100毫米的两轮三通道片状放大器, 理论和实际相符。

High power multi-pass amplifier

Fan Dianyuan Yu Wenyan

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

Abstract: The gain of high power multi-pass amplifier is studied. The conditions for raising the energy extracting efficiency are discussed. We obtain the general rule to select the optimum parameters. This result has been used to build a disk amplifier, there are three optical paths in the amplifier, and the laser beam of 100 mm aperture passes through it six times back and forth. Theoretical calculations are in agreement with the experimental results.

一、高功率多程放大器的能量增益

激光束多次通过同一放大器的工作方式称多程放大。研究多程放大有三方面的实际意义。第一, 这种工作方式能够有效地提高放大器的效率。第二, 在激光核聚变实验中, 靶面反射的激光会重返放大系统, 因而估计反向激光的增益和能量是十分重要的, 这正是一个典型的双程放大问题。第三, 脉冲序列的放大实质上可作为多程放大问题处理。

我们研究的激光脉冲是毫微秒和亚毫微秒量级的, 可采用经典理论和简化三能级模型来计算增益。此时, 放大器内激光束能量

密度的变化由下列方程决定:

$$\frac{dE}{dZ} = E_s \beta_0 [1 - e^{-E/E_s}] - \alpha E, \quad (1)$$

式中 $E(Z)$ 是激光束的能量密度 (焦耳/厘米²);

$\beta_0(Z) = \sigma N_0(Z)$ 是初始增益系数 (厘米⁻¹);

$E_s = h\nu/2\sigma$ 是饱和能量密度 (焦耳/厘米²);

α 是吸收系数 (厘米⁻¹)。

这是一个非线性方程, 一般只能借助计算机求数值解。我们曾分别考察过光吸收、横向不均匀性以及光束发散等因素对增益的影响, 在此基础上确定了“集中损耗近似”、“均匀分布近似”和“等效吸收系数”等近似解析

收稿日期: 1979年9月18日。

公式的精度和适用范围。本文则着重讨论多程放大的增益问题。

为了计算光束每次通过放大器时的增益，最关键的问题是掌握反转粒子密度的变化规律。和单通放大不同，它不仅受到受激跃迁的支配，还和能级间的弛豫效应有关。在光束经过放大器的时刻，受激跃迁是主要的；在前一轮激光已经离开而后一轮激光尚未到来之时，弛豫效应上升为决定因素。

首先讨论弛豫效应的影响。在钕玻璃中，能级间的弛豫主要有两类，一类是亚稳态 ($^4F_{3/2}$) 和终态 ($^4I_{11/2}$) 的子能级分别“热化”，即粒子自发地趋向热平衡分布；另一类是终态的排空，即 $^4I_{11/2}$ 上的粒子向基态自发跃迁。国产三型钕玻璃的能级结构如图 1 所示。在热平衡状态下，子能级粒子数按玻尔兹曼分布。对亚稳态来说，有下列关系：

$$\bar{n}_a = k_2 \bar{n}_b, \quad k_2 = 0.434. \quad (2)$$

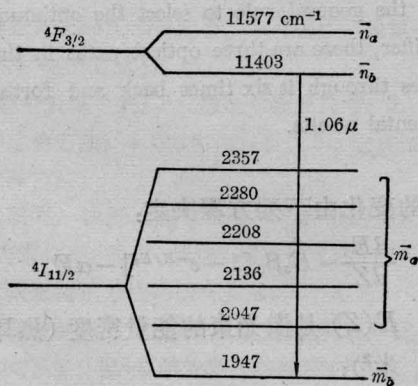


图 1 N_{0312} 钕玻璃能级结构

对终态能级，关系为：

$$\left. \begin{aligned} \bar{m}_a &= k_1 \bar{m}_b, \\ k_1 &= 0.619 + 0.404 + 0.286 \\ &\quad + 0.202 + 0.140 = 1.651. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

如果在外部影响下粒子分布偏离平衡态，那么弛豫作用将使它恢复平衡。恢复的速度可以唯象地用一个特征时间来描述，这就是子能级热化时间 T 。 T 的值大体在 10 毫微秒量级^[1]。另一方面，终态能级上粒子数的排空速率用终态寿命 τ 描述。 τ 的测量数据不

一，大体在几十到一百毫微秒量级^[2]。因此，任一子能级上的粒子密度将分别按下列方式随时间变化：

对亚稳态：

$$n(t) = \bar{n} + [n(0) - \bar{n}] e^{-t/T}, \quad (4)$$

对终态：

$$m(t) = \{\bar{m} + [m(0) - \bar{m}] e^{-t/T}\} e^{-t/\tau}. \quad (5)$$

其中， $n(0)$ 、 $m(0)$ 是 $t=0$ 时的粒子密度， \bar{n} 、 \bar{m} 是热平衡值，由 (2)、(3) 式决定。(4) 式中没有计入亚稳态寿命的影响，因为它长达几百微秒，对整个多程放大过程影响甚微。

受激跃迁引起的粒子分布变化是容易计算的。假定初始反转粒子密度为 N_0 ，那么由速率方程不难导出放大后剩余的反转粒子密度为：

$$N(Z) = N_0(Z) e^{-B(Z)/E_s}. \quad (6)$$

所以上能级的粒子密度减少了 Δ ：

$$\Delta = \frac{N_0 - N}{2} = \frac{N_0}{2} [1 - e^{-B/E_s}]. \quad (7)$$

综合受激跃迁和弛豫效应的作用，我们就能够得到多通放大全过程中粒子密度变化的一般规律。假定第 k 轮放大开始前，工作物质中粒子密度的分布用下列四个量描述：

N'_0 ——上下工作能级的粒子密度差额 ($n' - m'$)；

s'_0 ——上下工作能级的粒子密度总和 ($n' + m'$)；

s'_2 ——亚稳态各子能级粒子密度之和；

s'_1 ——终态上各子能级粒子密度之和。

经过依次进行的放大过程和弛豫过程，在 $k+1$ 轮放大开始之前，粒子密度分别变为：

$$\begin{array}{ccc} \frac{s'_0 - n'}{n'} & \frac{s'_2 - n'}{n' - \Delta'} & n''(\delta) = \frac{s'_2 - n''(\delta)}{n'' + (n' - \Delta' - \bar{n}'') e^{-\delta/T}} \\ \frac{s'_0 - m'}{m'} & \frac{s'_1 - m'}{m' + \Delta'} & m''(\delta) = [\bar{m}'' + \frac{(m' + \Delta' - m'')}{e^{-\delta/\tau}}] e^{-\delta/\tau} \end{array} \quad \begin{array}{c} (A) \\ (B) \\ (C) \end{array}$$

图 2 粒子分布的变化

(A) 初始分布；(B) 受激跃迁引起的变化；

(C) 经 δ 时间间隔后，弛豫引起的变化

$$N_0''(\delta), s_0''(\delta), s_2''(\delta), s_1''(\delta).$$

δ 是前后两轮放大之间的时间间隔。根据前

面导出的公式,并参考图 2, 可得到下列关系式:

$$\left. \begin{aligned} N_0''(\delta) &= \left[\frac{N_0'}{2}(1+e^{-\delta/\tau}) + \frac{s_0'}{2}(1-e^{-\delta/\tau}) \right] e^{-\delta/T} + \left[\frac{s_2'}{1+k_2} - \frac{s_1'}{1+k_1} e^{-\delta/\tau} \right] (1-e^{-\delta/T}) \\ &\quad - \Delta'(A_2 + A_1 e^{-\delta/\tau}), \\ s_0''(\delta) &= \left[\frac{N_0'}{2}(1-e^{-\delta/\tau}) + \frac{s_0'}{2}(1+e^{-\delta/\tau}) \right] e^{-\delta/T} + \left[\frac{s_2'}{1+k_2} + \frac{s_1'}{1+k_1} e^{-\delta/\tau} \right] (1-e^{-\delta/T}) \\ &\quad - \Delta'(A_2 - A_1 e^{-\delta/\tau}), \\ s_2''(\delta) &= s_2' - \Delta', \\ s_1''(\delta) &= (s_1' + \Delta') e^{-\delta/\tau} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\text{式中, } A_1 = \frac{1+k_1 e^{-\delta/T}}{1+k_1}, \quad A_2 = \frac{1+k_2 e^{-\delta/T}}{1+k_2}, \quad \Delta'$$

由(6)式给出。

这是一组递推关系,只要给定了初始的粒子密度及各轮激光的输入能量密度,就能够推算出任何一轮放大的反转粒子密度和能量增益。(8)式是普遍的,适用于实际工作中可能遇到的各种情况,也包含了以往文献中已得的特殊结果。

由于双程放大的实用意义比较大,而且能够得到近似解析,我们作较详细的讨论。

可以合理地假定第一轮激光进入放大器前工作物质内初始反转粒子密度是均匀分布的,而且终态接近排空,亚稳态子能级达到热化。此时初始条件为:

$$s_0' = N_0', \quad s_1' = 0, \quad s_2' = (1+k_2)N_0' \quad (9)$$

递推关系式(8)可简化为

$$\left. \begin{aligned} N_0''(\delta) &= N_0' - (A_2 + A_1 e^{-\delta/\tau}) \Delta', \\ s_0''(\delta) &= N_0' - (A_2 - A_1 e^{-\delta/\tau}) \Delta', \\ s_2''(\delta) &= (1+k_2)N_0' - \Delta', \\ s_1''(\delta) &= \Delta' e^{-\delta/\tau}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

于是第一轮和第二轮增益可表示成下列形式:

$$\begin{aligned} G'(L) &= \frac{E'(L)}{E_0'} \\ &= \frac{E_s}{E_0'} \ln [1 + (e^{E_0'/E_s} - 1) g_0'] e^{-\alpha L}, \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} G''(L) &= \frac{E''(L)}{E_0''} \\ &= \frac{E_s}{E_0''} \ln [1 + (e^{E_0''/E_s} - 1) g_0''] e^{-\alpha L}. \end{aligned} \quad (11b)$$

其中, E_0' 、 E_0'' 分别是第一和第二轮的输入光能量密度; $E'(L)$ 、 $E''(L)$ 是放大器输出端的光能量密度; g_0' 、 g_0'' 是第一、第二轮放大的小信号增益,分别定义为:

$$g_0' = e^{\sigma N_0' L}, \quad (12a)$$

$$\begin{aligned} g_0'' &= e^{\sigma \int_0^L N_0'' dz} \\ &= g_0' \exp \left\{ \frac{-A}{2E_s} [E'(L) - E_0'] \right. \\ &\quad \left. + \alpha \int_0^L E'(z) dz \right\}. \end{aligned} \quad (12b)$$

公式(10)、(11)、(12)就是双程放大问题的完整解答。参数 $A = A_2 + A_1 e^{-\delta/\tau}$ 代表弛豫效应的影响,它随时间间隔 δ 的不同而变。下表列出几种典型情况。

| δ | $\delta \ll T$ | $\delta \approx T$ | $T < \delta < \tau$ | $\delta \approx \tau$ | $\delta \gg \tau$ |
|----------|----------------|--------------------|---------------------|-----------------------|-------------------|
| 弛豫程度 | 热化排空 均可略去 | 基本热化 排空略去 | 充分热化 排空略去 | 充分热化 基本排空 | 充分热化 充分排空 |
| A | 2 | 1.412 | 1.047 | 0.835 | 0.696 |

本文第三部分给出一个双程放大的实例。

下面我们研究脉冲序列的放大问题。它的物理过程及计算方法和双程放大并无本质区别。只是脉冲数目较多,为了算出每个脉冲的增益,表达形式将越来越冗长,所以还是用递推关系表示为宜。另外,脉冲之间的间

隔一般都比较短 ($\delta/\tau \ll 1$), 所以终态排空效应可不予考虑。粒子数的变化就只需三个量描述, 递推关系 (8) 式化为:

$$N_0^{(k)} = N_0^{(k-1)} e^{-\delta/T} + \left[\frac{s_2^{(k-1)}}{1+k_2} - \frac{s_1^{(k-1)}}{1+k_1} \right] \\ \times (1 - e^{-\delta/T}) - \Delta^{(k-1)} (A_2 + A_1), \\ s_2^{(k)} = s_2^{(k-1)} - \Delta^{(k-1)}, \\ s_1^{(k)} = s_1^{(k-1)} + \Delta^{(k-1)}.$$

于是, 只要给定了如下的初始条件:

$$g_0^{(1)} = e^{\sigma \int_0^L N_0^{(1)} dZ}, \quad s_1^{(1)} = 0, \quad s_2^{(1)} = (1+k_2) N_0^{(1)},$$

就可以递推出任何一个脉冲的小信号增益 $g_0^{(k)}$ 和输出光能量密度 $E^{(k)}(L)$:

$$g_0^{(k)} = e^{\sigma \int_0^L N_0^{(k)} dZ},$$

$$E^{(k)}(L) = E_s \ln [1 + (e^{E_0^{(k)}/E_s} - 1) g_0^{(k)}] e^{-\alpha L}.$$

上式适用于任何满足 $\delta/\tau \ll 1$ 情况。不难证明, 在 $\delta/T \gg 1$ 及 $\alpha = 0$ 的特殊条件下, 上式就简化为文献 [2] 得到的结果。

二、高功率放大器的 能量引出效率

能量转换效率是放大器重要的性能指标之一。在这里我们不讨论光泵效率问题, 而研究初始反转粒子的储能转换为引出激光能的效率——引出效率。所谓“引出激光能”指放大器输出光能量和输入光能量之差。它等于受激跃迁释放的光能量减去工作物质中损耗的能量。为讨论方便, 我们分别定义局部引出效率 $\eta(Z)$ 和总引出效率 $\bar{\eta}$:

$$\eta(Z) = \frac{\text{放大器内 } Z \text{ 处的引出能量密度}}{\text{该处的储能密度}} \\ = \frac{h\nu (n_{30} - n_3) - \alpha E}{h\nu N_0} \quad (13)$$

$$\bar{\eta} = \frac{\text{放大器总引出能量}}{\text{总储能}}$$

$$= \frac{\iint_s (E_L - E_0) dS}{\iint_s \left(\int_0^L h\nu N_0 dZ \right) dS} \quad (14)$$

其中, n_{30} 是亚稳态上初始的粒子密度;

n_3 是激光束通过后亚稳态上剩余的粒子密度;

N_0 是初始反转粒子密度;

E_L 、 E_0 分别是输出和输入光能量密度。总引出效率也可改写成下列形式:

$$\bar{\eta} = \frac{\iint_s \left(\int_0^L \eta(Z) N_0(Z) dZ \right) dS}{\iint_s \left(\int_0^L N_0(Z) dZ \right) dS}$$

由此可见 $\bar{\eta}$ 是 $\eta(Z)$ 的加权平均值。

下面先讨论局部引出效率问题。利用方程 (1) 可以把 $\eta(Z)$ 表示为:

$$\eta(Z) = \frac{1 - e^{-E(Z)/E_s}}{2} - \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\beta_0} \frac{E(Z)}{E_s} \quad (15)$$

以 $E(Z)$ 为自变量, β_0/α 为参量, $\eta(Z)$ 的变化规律如图 3 所示。图中的曲线反映了引出效率的基本特性。我们看到对任何给定的能量密度, β_0/α 越大, 引出效率也越高。因此, 一般说来, 强光泵对提高效率是有利的。其次, 对一定的 β_0/α , 每条曲线都存在极大点。因此, 为获得高的效率, 放大器的工作区 (指输入能量密度 E_0 到输出能量密度 E_L 的变化范围) 应选择在极大点附近。光能量密度偏大或偏小都会使效率降低。不难求出极大点对应的能量密度 E_m 为:

$$E_m = E_s \ln(\beta_0/\alpha).$$

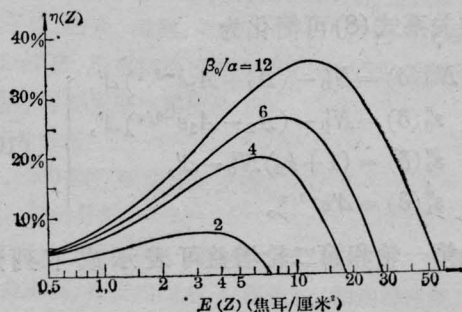


图 3 局部引出效率

实验中常见的 β_0/α 值大体在 10 左右, 对应的 E_m 是饱和能量密度 E_s 的两倍以上。这已大大超过了钕玻璃的负载能力。因此最佳工作区的条件实际上难以实现。下面, 我们

转而研究一个有直接实用意义的问题：在不增加光能量密度的条件下怎样提高引出效率。假定，横向分布是均匀的，那么总引出效率的表示式简化为：

$$\bar{\eta} = (E_L - E_0) / 2E_s \beta_0 L \quad (16)$$

对 $\bar{\eta}$ 有影响的共四个变量： E_L 、 E_0 、 β_0 、 L ，但只有三个是独立的，因为它们通过方程(1)而相互制约。为明显起见，可把(1)式变换成下列形式：

$$L = \int_{E_0}^{E_L} dE / [E_s \beta_0 (1 - e^{-E/E_s}) - \alpha E], \quad (17)$$

代入(16)，得到：

$$\bar{\eta} = (E_L - E_0) / 2E_s (\beta_0 / \alpha) \int_{E_0}^{E_L} dE / [E_s (\beta_0 / \alpha) (1 - e^{-E/E_s}) - E]. \quad (18)$$

当工作区给定后， $\bar{\eta}$ 随 β_0 / α 而变。可以证明，只要 $E_L > E_0$ ，恒有 $\frac{d\bar{\eta}}{d(\beta_0 / \alpha)} > 0$ 。即 $\bar{\eta}$ 是 β_0 / α 的单调递增函数，当 $\beta_0 / \alpha \rightarrow \infty$ 时， $\bar{\eta}$ 趋向极限值 $\bar{\eta}_m$ ：

$$\bar{\eta}_m = (E_L - E_0) / 2E_s \ln [(e^{E_L/E_s} - 1) / (e^{E_0/E_s} - 1)]. \quad (19)$$

对几种实验上常见的情况，计算了几组 $\bar{\eta} - \beta_0 / \alpha$ 关系曲线，如图4所示。曲线表明提高 β_0 / α 确可提高效率，在 β_0 / α 较小时效果很显著，当 β_0 / α 达到10以后，已接近极限引出效率，再提高 β_0 / α 效果就不大了。因而选择

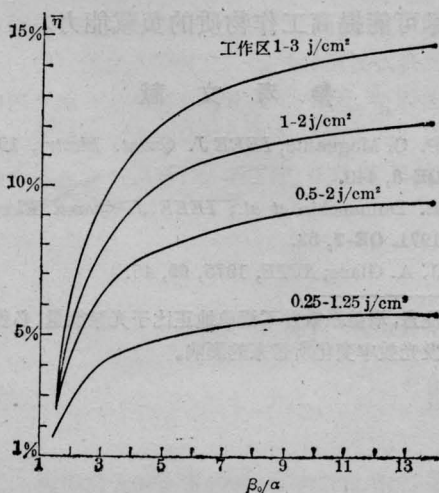


图4 总引出效率和 β_0 / α 的关系

合适的 β_0 / α 值是设计放大器必须考虑的一个问题。

当 β_0 / α 选定后，为了保证输入输出满足预定的要求，放大器的长度就不能是任意的了，它由(17)式确定。不难看出， β_0 越大， L 就越小。综上所述，在放大器的负载限定的条件下，为获得高的效率，应采取强光泵(β_0 大)和短棒(L 小)的组合方式， β_0 / α 的值以不小于10为宜。

三、两轮三通道片状放大器

应用上述理论，我们设计和研制了一台大型片状放大器。它由六个钹玻璃片组成，每片的厚度为35毫米，宽180毫米，高300毫米。斜放成布氏角($56^\circ 24'$)，通光口径为100毫米 \times 300毫米。用12支竖放的氙灯光泵，如图5所示。光束依次通过片的下部、中部和上部，构成三个通道。为提高增益和效率，再重复通过一次。图5(B)中画出了这种两轮三通道工作方式的原理光路。为了发挥双通放大的优点，充分利用终态排空效应，前后两轮放大的时间间隔尽可能大一些。所以反射镜之间的距离为15米左右，计算第二轮增益时可取 $\delta \approx \tau$ 。

钹玻璃的静态吸收系数为 $\alpha_0 = 0.16\%$ 厘米⁻¹，而在光泵作用下，由于瞬时色心、亚稳态的向上受激跃迁以及强激光作用下的非线性

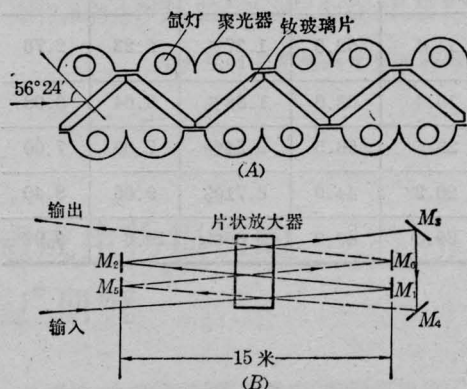


图5 片状放大器

(A) 结构；(B) 原理光路

性吸收等原因,对 1.06 微米激光的动态吸收要比 α_0 大,大体是 α_0 的 2 到 3 倍。我们取动态吸收系数 $\alpha = 2.5\alpha_0 = 0.4\%$ 厘米⁻¹。表面损耗由实验测定。由此得出每个钽玻璃片的总损耗是 2%。

初始增益系数是根据小型模拟实验数据推算的,当光泵密度(电能/钽玻璃体积)为 29 焦耳/厘米³时, $\beta_0 = 2.86\%$ 厘米⁻¹。

根据前面导出的公式,我们对输入激光能量为 40 焦耳的典型情况,分别计算了各轮放大的增益和输出能量,如下表所示。

| | 能量增益 | 输出能量 | 平均剩余反转数 | 附注 |
|------|--------|--------|---------|--------------------------|
| 第一轮 | 4.24 倍 | 172 焦耳 | 85% | 光束口径依次为 $\phi 70$ 、80、90 |
| 第二轮 | 2.50 | 430 | 64% | 光束口径均为 $\phi 100$ |
| 两轮总计 | 10.6 | 430 | 64% | |
| 反向激光 | 3.01 | 127 | | 靶面反射率 10% |

实验结果是:输入能量 40 焦耳,输出能量 399 焦耳,增益 10 倍。实验值和理论计算值基本相符。

| 序号 | 光泵密度 | 输入激光能 | 增益系数 | 增益计算值 | 实验值 |
|----|-------------------------|---------|------------------------|--------|--------|
| 1 | 11.4 焦耳/厘米 ³ | 44.5 焦耳 | 1.37% 厘米 ⁻¹ | 2.30 倍 | 2.80 倍 |
| 2 | 11.4 | 50.5 | 1.37% | 2.23 | 2.76 |
| 3 | 16.4 | 62.0 | 1.88% | 3.64 | 3.98 |
| 4 | 23.6 | 58.5 | 2.54% | 7.05 | 7.00 |
| 5 | 26.2 | 44.0 | 2.71% | 9.06 | 8.40 |
| 6 | 29.0 | 40.0 | 2.86% | 10.6 | 9.97 |

片状放大器是用于核聚变实验的,所以表中亦列入了反向激光的增益计算结果。计算中假定每个通道的挡光率为 8%。实验测量值和计算值符合。

为了进一步检验理论,我们还对各种不同光泵能量和不同激光强度进行了增益测量和理论计算,结果如上表*。

结果表明,在各种不同工作条件下的计算值和实验值基本相符。

最后考察一下能量转换的效率问题。在光泵密度为 29 焦耳/厘米³时,总输入电能 36 万焦耳,两轮放大的总引出激光能量为 360 焦耳,所以总效率达 0.1%。其中电能转换为反转粒子储能的效率(即光泵效率)为 0.89%,引出效率为 11.2%。和同类放大器相比,引出效率是比较高的。其原因在于采用了双通放大的方式,而且光束的能量密度较大。美国利弗莫尔实验室 Cyclops 装置的 C 级片,光泵效率接近 1%,但由于非线性效应的限制,光束能量密度只能控制在小信号的水平,因而引出效率极低,仅 1% 左右。可以预计,我们的器件如果用于放大微微秒脉冲,效率必将下降。

上面的讨论说明,为获得较高的效率,高功率放大器的研究重点不在光泵方面,而应致力于改善光束传输条件,克服非线性限制,以便尽可能提高工作物质的负载能力。

参 考 文 献

- [1] P. G. Magnante; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**, 440.
- [2] R. Dumanchin et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1971, **QE-7**, 53.
- [3] J. A. Glaze; *SPIE*, 1975, **69**, 45.

* 注意,增益系数并不简单地正比于光泵能量,必须计入氙灯发光效率变化所带来的影响。