

YAG:Nd³⁺ 激光棒在调 Q 应用时的限制

中国科学院上海光机所三室晶体检验组

YAG:Nd³⁺ 的物理化学性能稳定, 导热率高, 荧光谱线窄, 荧光量子效率高, 所以成为目前固体连续激光器的优良工作物质。但事物总是一分为二的, 由于它的荧光谱线窄, 引起储能小, 对调 Q 工作的输出能量和输出功率有所限制。具体说来, 有两种过程与此有关。一种是由各种反馈途径形成的振荡 (自振), 一种是对自发辐射的放大效应 (超荧光)。这两种过程使得反转的粒子数有一个上限, 因而对储能有所限制。研究这个问题, 对于器件的设计, 对于晶体生长, 都有重要的意义。

端面平行的激光棒, 振荡条件为

$$G^2 R_1 R_2 = 1, \quad (1)$$

其中 G 是单程增益, R_1 和 R_2 分别为两个端面的反射率。在阈值附近 G 可写成

$$G = \exp[gl - \alpha l], \quad (2)$$

其中 g 为增益系数, α 为损耗系数, l 为棒的长度。对于 g , 有

$$g = \Delta_0 \cdot \sigma, \quad (3)$$

Δ_0 为粒子反转密度, σ 为受激辐射截面。由于 Δ_0 和输入能量 E 成正比, 所以 g 也和 E 成正比:

$$g = g' E, \quad (4)$$

其中 g' 为单位输入能量的增益系数。合并上面各式, 可求出

$$\ln G = l(g' E - \alpha), \quad (5)$$

在阈值时有

$$g' E - \alpha = -\frac{1}{2l} \ln(R_1 R_2). \quad (6)$$

改变不同的 R_1 和 R_2 , 测出阈值 E , 就可以求出 g' 和 α 。对一般的 YAG:Nd³⁺ 晶体, α 为 0.01 (厘米)⁻¹, 对典型的 YAG 器件, $g' \cong 5 \times 10^{-3}$ (厘米·焦耳)⁻¹。这样, 计算出来的不涂增透膜的 YAG:Nd 棒, 涂增透膜的 YAG:Nd 棒, 以及一端为平板玻璃片 (输出端) 一端为涂增透膜的棒表面的自振阈值如表 1。计算中用到不涂膜的 YAG 表面 $R = 8.6 \times 10^{-2}$, 平板玻璃的 R 为 8×10^{-2} , 典型的增透膜 $R \cong 2 \times 10^{-3}$ 。棒长 l 为 10 厘米。对于不涂膜表面和一端面涂增透膜另一端面为平板玻璃的情况, 实验和计算相当符合。图 1 是一台调 Q YAG:Nd³⁺ 激光器的输出波形。其中基线为闪光灯的发光波形, 以显示出调 Q 输出相对于闪光灯触发的延迟时间。波形的中间尖峰结构部分是输出腔片和增透膜面形成的自振, 调 Q 激光输出不仅能出现在灯光的初始部分或后沿部分, 也能出现在自振部分。在调 Q 输出之后反转粒子密度很低, 不能马

上自振,有一段“宁静”的时期。无论在什么情况,自振的存在使得反转粒子密度最多只能达到

$$\Delta_0 \sim -\frac{1}{2l\sigma} \ln(R_1 R_2), \quad (7)$$

调 Q 激光的储能密度最多为 $(\Delta_0 h\nu)$ 。单位面积的最大输出能量 $E_{\max}/S = (\Delta_0 h\nu l)$ 。表 1 也给出这个数值。

表 1. 各种自振的阈值

| 情 况 | 两个不涂膜的表面 | 一端面涂增透膜 一端面为平板玻璃 | 两端面涂增透膜 |
|-----------------------------------|----------|---------------------|---------|
| 阈 值 (焦耳) | 51 | 88 | 130 |
| 最大输出能量密度 (焦耳/厘米 ²) | 0.53 | 0.94 | 1.34 |

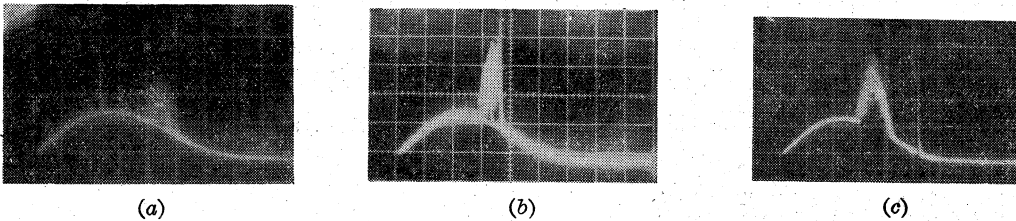


图 1 闪光灯、自振和调 Q 激光的波形。时标 50 微秒/格, 150 次曝光

在两端面涂增透膜时,有时也观察不到自振。例如,对一根 $\phi 6$ 毫米、 $l=8.1$ 厘米的棒,通过实验数据 α 和 g' 计算出应在 $\ln G=4$ 处即输入能量 100 焦耳处自振,但输入能量加到 202 焦耳尚未看到自振。这是因为棒的侧面虽然经过磨毛,并且浸在重铬酸钾溶液中,但是侧面的漫反射还是足够强,在高增益的情况下能够产生横向的振荡(当形成闭合光路时),或者横向的超荧光效应(当不形成闭合光路时),它们都能使反转粒子密度 Δ_0 限制在某一个水平。当它比引起两端面涂增透膜的自振所要求的 Δ_0 为小时,后者将不发生。为了证实这个猜想,把折射率为 1.3 的滤光液换成折射率和 YAG 更接近的 α -溴萘 ($n=1.65\sim 1.66$),以减少侧面的反射,结果在输入能量为 95.3 焦耳处观察到两端面引起的自振和计算值相当符合。

端面反射的自振,可以通过把端面磨斜来克服。横向的自振或超荧光效应,可以把棒的纵横比加大(即采用细而长的棒)来避免。但是,下面要讨论到的纵向的超荧光效应,对输出能量是一个很难克服的限制。

在激光棒一端产生的自发辐射,其中沿棒传播的那一部分,在传播中被放大,称为超荧光效应。当超荧光足够强时,将把棒后面的反转粒子数消耗掉(增益饱和效应)。这时再加长棒的长度,对输出能量没有多少贡献;增加输入能量只能缩短未饱和段的长度,等价于增加棒的饱和段的长度,也没有什么用处。

超荧光对调 Q 激光器输出的降低是逐渐增加的,没有一个明显的阈值。为了计算的方便,可以人为地规定一个标准(当然,这个标准也应该能反映超荧光是“足够强”这个客观事实)。Röss^[1] 认为,这个标准是从一个端面输出的超荧光效率,等于无放大效应时的总的荧光效率,即

$$\int_0^{\infty} I(l, \nu) d\nu = AN_2 S l. \quad (8)$$

式中 $I(l, \nu)$ 为频率 ν 在距离为 l (激光棒末端) 处的光子流, N_2 为激光上能级的粒子数, A 为自发辐射系数, S 为棒截面。(7) 式左端为激光棒末端的超荧光, 右边为无放大效应时的总荧光输出。可以算出

$$I(l, \nu) = \left[\frac{1}{2} \cdot A \cdot \frac{P}{P_m} \cdot N_2 \cdot g(\nu) \cdot Sl \right] \frac{G(l, \nu) - 1}{\ln G(l, \nu)},$$

其中 P 是与立体角 $\delta\Omega = S/l^2$ 对应的振荡模数, P_m 是体积为 $V = Sl$ 、荧光线宽为 $\Delta\nu$ 、振荡频率为 ν 的总模数: $P_m = (8\pi\nu^2 \Delta\nu / C^3) V$, $g(\nu)$ 为线型因子, $G(l, \nu)$ 是棒的全程增益。把上式代入 (8) 式, 并粗略地以谱线中心增益 $G(\nu_0, l)$ 代替 $G(\nu, l)$, 提出积分号外, 利用 $G \gg 1$, 得到

$$\frac{G(\nu_0, l)}{\ln G(\nu_0, l)} \simeq 2 \frac{P_m}{P} = \frac{8\pi l^2}{S}. \quad (9)$$

另外一种标准是, 超荧光功率密度等于工作物质本身的饱和功率密度 I_s , YAG: Nd³⁺ 的 I_s 是 1 (千瓦/厘米²)。这时超荧光可以消耗掉一半的反转粒子数。可以算出^[2]

$$(\ln G_0)^{1/2} / G_0 = \Omega / 4. \quad (10)$$

用这两种标准得到的输入能量十分接近。

实验用的棒为 $\phi 6 \times 140$ 毫米, 为了防止自振将棒的一端磨斜 10.5° , 侧面浸以 α -溴萘折射液。测出的 $\alpha = 1.89\%$ (厘米)⁻¹, $2lg' \simeq 0.1$ (焦耳)⁻¹。实验分成三组: (一) 平端加全反射镜, 从斜端输出, 相当于棒延长了一倍; (二) 不加反射镜, 在斜端输出, 由于平端有 8.6% 的反射, 相当于棒有适当的延长; (三) 不加反射镜, 平端输出, 超荧光只能单次通过棒。对这三组实验, 计算出来“强”超荧光条件的 (9) 式和 (10) 式所需要的输入能量分别列在表 2。可以看出差别不大。

表 2 满足“强”超荧光条件的输入能量

| 实 验 组 别 | (一) | (二) | (三) |
|-------------------------|-----|-----|-----|
| 用 (9) 式计算的输入能量 (焦耳) | 128 | 160 | 190 |
| 用 (10) 式计算的输入能量 (焦耳) | 120 | 130 | 180 |

图 2 是在不同输入能量下的荧光输出波形。在相同的输入能量条件下, 棒的有效长度越长, 荧光输出就越大, 并且增加得很快, 说明了对荧光有放大效应存在。对同一组实验 (有效长度相同), 增加输入能量, 使荧光的前沿变陡, 这和 Allen 等^[3] 的分析一致。我们测出, 在输入能量为 120 焦耳时, 第 (一) 组的荧光功率密度为 ($I_s/3$)。考虑到 (9) 和 (10) 式的近似性 (反转粒子数保持不变, 谱线在中心位置, 等等), 以及实验测出的 g' 是棒横截面的最大增益系数, 理论和实验的符合还是可以的。

仔细观察图 2 的 (一) d 和 (二) d , 可以看到超荧光波形上还迭加一些小脉动。我们认为这是由于棒内散射颗粒或者棒端面的灰尘引起的局部自振。为了证实这一点, 在斜端一边放置一片半透明的硫酸锌纸作为漫反射体, 观察到的自振如图 3 所示。

和 (7) 式相类似, 超荧光效应对单程增益 G 有所限制, 因此单位面积的能量输出也有一个最大值:

$$E_{\max}/S = (\ln G/\sigma) \cdot h\nu \quad (11)$$

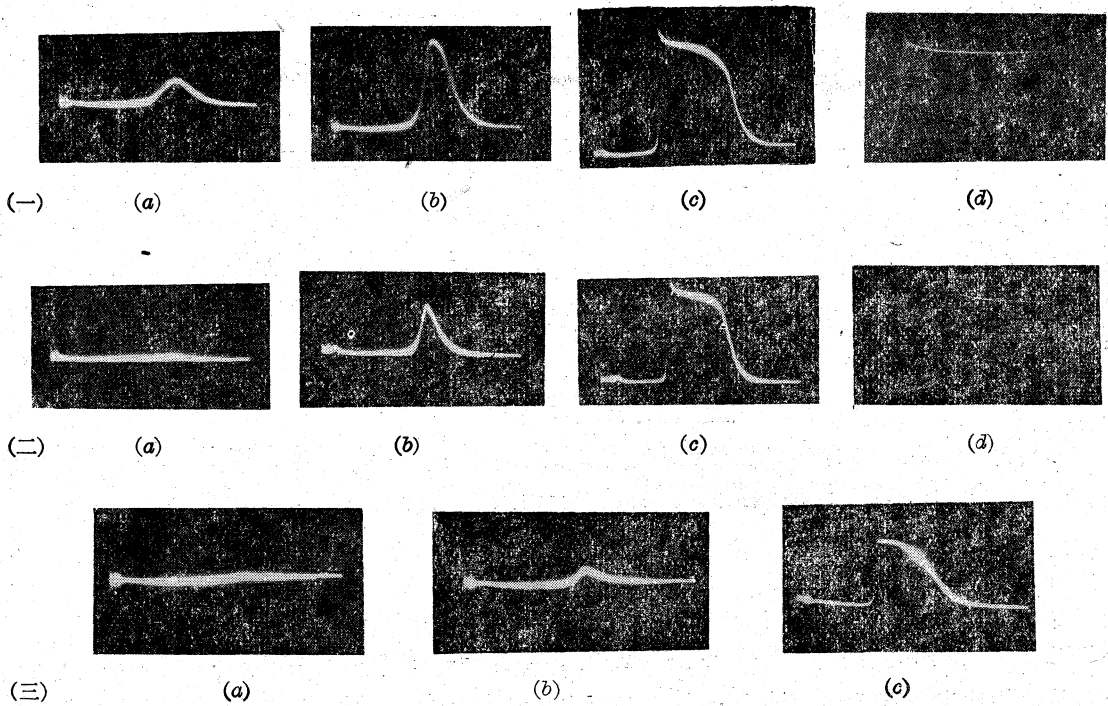


图2 荧光输出波形

- (一) 为平端加全反射镜,斜端输出;
- (二) 为平端不加反射镜,斜端输出;
- (三) 为平端输出,不加反射镜,

(a)、(b)、(c) 的输入能量分别为 101 焦耳, 126 焦耳, 315 焦耳
 (d) 输入能量 315 焦耳, 时标拉长 5 倍。

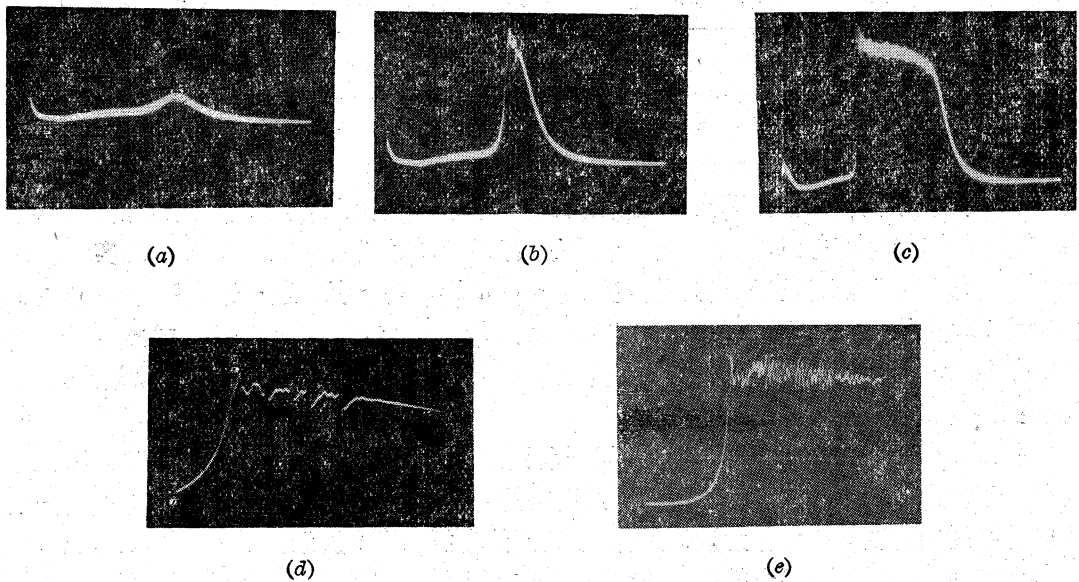


图3 漫反射振荡波形

(a)、(b)、(c) 的输入能量分别为 101、126、315 焦耳,
 (d)、(e) 的输入能量为 126、315 焦耳, 时标拉长 5 倍

代入 YAG:Nd^{3+} 的常数后, $E_{\max}/S=0.23 \ln G$ (焦耳/厘米²)。表 3 是对 $S=0.3$ (厘米)² (即 $\sim\phi 6$ 毫米) 的棒在(9)式限制下能得到的最大能量输出 E_{\max} 。

表 3 $S=0.3$ (厘米)² 的棒的最大能量输出

| 长度 l (厘米) | 6 | 12 | 18 | 24 |
|-----------------|------|------|------|------|
| E_{\max} (焦耳) | 0.69 | 0.81 | 0.87 | 0.93 |

可见棒的长度的增加对输出能量的增加贡献不大。表 4 是棒长为 $l=10$ 厘米的棒在(9)式限制下能得到的最大输出能量:

表 4 $l=10$ 厘米的棒的最大输出能量

| 棒截面积 S (厘米 ²) | 0.28 | 0.63 | 1.10 | 1.74 |
|-----------------------------|------|------|------|------|
| E_{\max} (焦耳) | 0.74 | 1.54 | 2.50 | 3.76 |

可见增加棒的截面对输出能量的贡献是显著的。

最后, 我们讨论一下理论和实验的近似程度以及本文得到的一些推论。在计算中我们要用到实验测出的 α 和 g' 等参数, 它们随不同的棒和不同的器件而异, 这里所引用的是中等偏低的数值。这些数值对达到自振的阈值或“强”超荧光的输入能量数值有明显的影响。但是, 它们对最大反转粒子密度(7)或最大能量密度输出(11)没有关系, 后者只和棒的几何尺寸、反射率等有关, 而不管棒的光学质量和器件的水平如何, 所以是相当普遍适用的。

讨论“强”超荧光效应时我们使用了人为的标准, 在这种标准下的超荧光大约只消耗掉反转粒子数的一半。因此, 再加长棒或增大输入能量时输出能量还能提高, 不过十分缓慢。另外, YAG:Nd^{3+} 的激光下能级的寿命约 3×10^{-7} 秒, 对调 Q 激光不能完全当作四能级工作。所以表 1、表 2 和表 3 中的最大能量输出也要适当减少。从这方面看, 这些数值只能作为大致参考之用。

YAG:Nd^{3+} 储能低对达到大功率的调 Q 激光输出带来了困难, 但也并不是绝对不能减少这种影响。例如, 采用多级放大的器件, 将大大减少立体角 $\delta\Omega$, 因而可以提高最大的能量输出。但是如果是一根长棒, $\delta\Omega$ 的减少要慢得多。因此, 对生长调 Q 用的激光棒片面追求长晶体是没有必要的。相反, 扩大晶体的直径将有利得多。

YAG:Nd^{3+} 调 Q 级后面的放大器本身, 也要受到上述各因素的影响, 其最大的输出能量密度也可用上述各表来估计。

参 考 资 料

- [1] D. Röss, *Laser Light Amplifiers and Oscillators*, pp. 79—87.
- [2] C. J. Linford and L. W. Hill, *Appl. Opt.*, **13** (1974), pp. 1387—1394.
- [3] L. Allen, in *Coherence and Quantum Optics*, Ed. by L. Mandel and E. Wolf, pp. 467~490.