

# 调 Q 系列脉冲激光器理论

王 清 月

(天津大学精仪系激光教研室)

**提要:** 本文从变率方程出发, 分析了系列脉冲激光器在一个周期内的粒子数积累过程和振荡时的消耗过程, 从而建立了系列脉冲激光器的粒子数方程。通过对这一方程的分析和计算, 得到了以周期  $t_T$  和有效泵浦速率  $R$  为变数的输出能量、峰值功率、脉冲宽度和延迟时间的解析表达式。

## Theory of Q-switched pulse train laser

Wang Qingyue

(Department of Precision Instruments, Tianjin University)

**Abstract:** Starting from the well-known rate equations, population accumulation and loss process during a period of time for a pulse train laser are analysed and a population equation describing pulse train laser is formulated. As a consequence, analytical expressions of its performance parameters such as output energy, peak power, pulse width and delay time can be derived from the period of time  $t_T$  and effective pumping rate  $R$  as variables.

系列脉冲激光器是利用  $Q$  开关周期性地开启与关闭而获得间隔相等、能量均匀的一系列激光巨脉冲。它的出现, 使得高速摄影、微型加工和非线性光学领域获得了一种新的激光光源, 并推动了上述几个领域的发展。

现有关于系列脉冲激光器的文章<sup>[2~5]</sup>, 多偏重于单个波形的分析。

本文的理论适用于三能级系统和四能级系统。但为了能给出较详细的具体数据和便于分析, 文章给出的结果都属于三能级系统。

### 一、系列脉冲激光器粒子数方程

在  $Q$  开关处于闭锁状态时, 腔内损耗极

大, 光场很小, 由受激辐射所造成的粒子数变化可以忽略。由三能级系统的粒子数变率方程<sup>[1]</sup>可求得:

$$\frac{d\eta}{dt} = (R - A_{21}) - (R + A_{21})\eta \quad (1)$$

式中  $\eta = (N_2 - N_1)/N_0$ ,  $N_2$  和  $N_1$  分别为激光上能级和激光下能级的粒子数密度,  $N_0$  为总的粒子数密度。  $A_{21}$  为能级 2 自发辐射几率,  $R$  为有效泵浦速率。

对 (1) 式整理并积分可得:

$$\eta = \eta_a - (\eta_a - \eta_0) e^{-\frac{t}{\tau_b}} \quad (2)$$

式中  $\eta_a = \frac{(R - A_{21})}{(R + A_{21})}$ ,  $\tau_b = \frac{1}{R + A_{21}}$

对于稳定状态下的系列脉冲激光器, 根

收稿日期: 1979 年 12 月 24 日。

据(2)式可写出  $\eta_i$  的表示式:

$$\eta_i = \eta_a - (\eta_a - \eta_0) e^{-\frac{t_T}{\tau_0}} \quad (3)$$

式中  $t_T$  为脉冲间隔。

在谐振腔处于高  $Q$  值时, 即  $Q$  开关开启后的振荡过程, 因这一过程极为短暂, 我们可以忽略自发辐射和光泵激励所引起的粒子变化, 此时, 根据三能级的变率方程<sup>[1]</sup> 可求得:

$$\eta_p \ln \frac{\eta_0}{\eta_i} = (\eta_0 - \eta_i) \quad (4)$$

式中  $\eta_p$  为阈值时粒子数反转比。

当系列脉冲激光器处于稳定状态时, 描述粒子积累过程的  $\eta_i$  和  $\eta_0$  应与描述振荡过程的粒子数  $\eta_i$  和  $\eta_0$  分别相等。即积累过程中粒子数终值应等于振荡过程开始时粒子数的初值, 而振荡过程终了时粒子数终值应等于下一次积累过程的粒子数初值。所以, 描述系列脉冲激光器运转全过程的粒子数方程应为:

$$\left. \begin{aligned} \eta_i &= \eta_a - (\eta_a - \eta_0) e^{-\frac{t_T}{\tau_0}} \\ \eta_p \ln \frac{\eta_0}{\eta_i} &= (\eta_0 - \eta_i) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

## 二、系列脉冲激光器输出能量、峰值功率、脉冲宽度及延迟时间的表达式

在每个周期  $t_T$  内, 粒子数反转比由  $\eta_0$  积累到  $\eta_i$ , 在不考虑振荡过程中的自发辐射损耗时, 粒子数  $V N_0 (\eta_i - \eta_0)$  将全部转化为受激辐射光子, 其每个脉冲输出能量为:

$$E_e(t_T) = \frac{h\nu N_0 V T}{2(T+\delta)} (\eta_i - \eta_0) (1 - e^{-\frac{t_T}{\tau_0}}) \quad (6)$$

式中  $h$  为普朗克常数,  $\nu$  为激光频率,  $V$  为激活介质体积,  $T$  为单程透射损耗,  $\delta$  为腔内其他损耗(单程)。将(6)式作图(见图1)可清楚地看出, 在周期  $t_T$  较小时, 每个脉冲输出能量与  $t_T$  有线性关系。当周期  $t_T$  较大时, 每个脉冲输出能量趋向饱和, 这显然是由于粒子数趋向饱和所致。

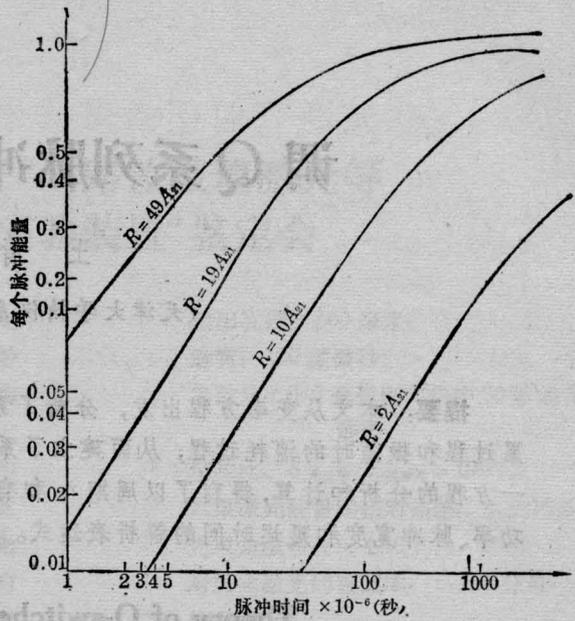


图 1

将腔内光子密度  $\varphi$  对时间求导, 并令其为零, 可求得光子密度的极大值  $\varphi_{\max}$ <sup>[1,4]</sup>, 从而可得峰值功率:

$$P_{\max} = \frac{ch\nu N_0 V T}{2L} \times \left\{ \eta_p \ln \eta_p - \eta_p \ln [\eta_a - (\eta_a - \eta_0) e^{-\frac{t_T}{\tau_0}}] - \eta_p + [\eta_a - (\eta_a - \eta_0) e^{-\frac{t_T}{\tau_0}}] \right\} \quad (7)$$

图2给出  $P_{\max}$  与周期  $t_T$  的关系。

我们定义  $\Delta t$  为有效激光脉冲宽度:

$$\Delta t P_{\max}(t_T) = E_e(t_T) \quad (8)$$

即: 脉冲宽度  $\Delta t$  与峰值功率的乘积等于每个脉冲输出的积分能量。将(7)及(6)式代入(8)式可得:

$$\Delta t = \frac{L}{c(T+\delta)} \cdot \frac{(\eta_a - \eta_0) (1 - e^{-\frac{t_T}{\tau_0}})}{\left\{ \eta_p \ln \eta_p - \eta_p \ln [\eta_a - (\eta_a - \eta_0) e^{-\frac{t_T}{\tau_0}}] - \eta_p + [\eta_a - (\eta_a - \eta_0) e^{-\frac{t_T}{\tau_0}}] \right\}} \quad (8)$$

图3示出了激光脉冲宽度与周期  $t_T$  的曲线, 从图中可以看出, 当  $t_T$  很小时, 脉宽  $\Delta t$  很大并随着  $t_T$  的增加而急剧减小, 当  $t_T$  较

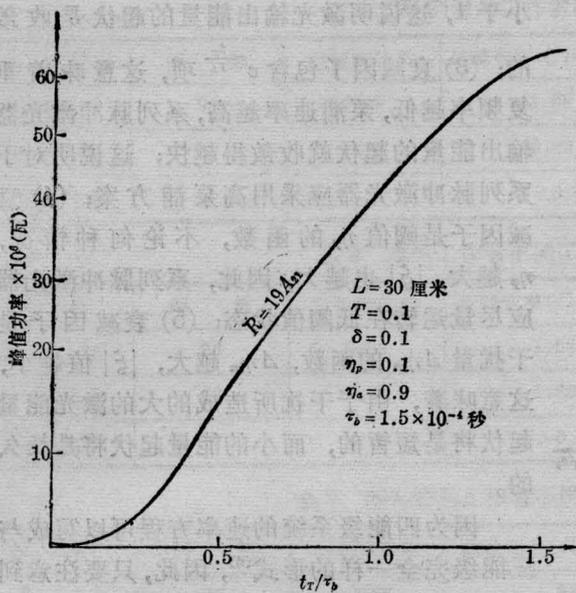


图 2

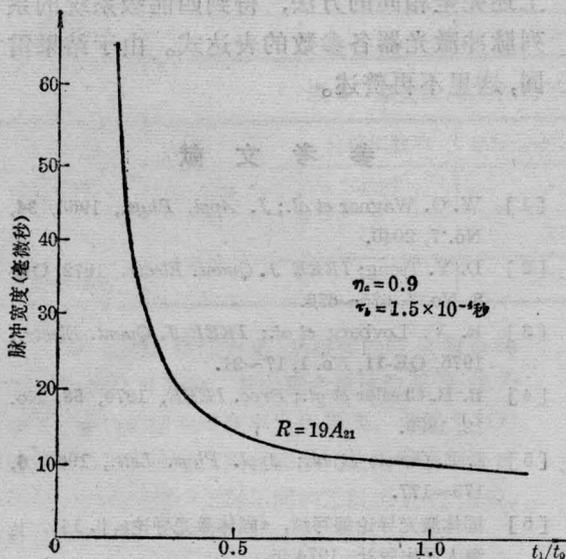


图 3

大时,  $\Delta t$  随着  $t_T$  的增加缓慢地减小并趋于常数。

定义从泵浦灯点燃到出第一个激光脉冲的时间  $t_1$  为系列脉冲激光器的延迟时间, 对公式(1)积分, 经整理可得:

$$t_1 = t_T - \frac{1}{(R + A_{21})} \times \ln \left\{ \frac{(R - A_{21}) - (R + A_{21})\eta_0}{2R} \right\} \quad (9)$$

显然, 在泵浦速率不变的情况下, 延迟时间是周期  $t_T$  的线性函数。延迟时间  $t_1$  是系列脉冲激光器的一个重要参数, 它不仅涉及到与应用对象的精确同步问题, 而且如后面稳定性一节所述, 延迟时间的失调会使系列脉冲激光器输出能量发生严重起伏。

### 三、系列脉冲激光器的稳定性

假设因某种原因 (例如延迟时间的过长或过短、泵浦速率、腔损耗的急剧变化等) 使得第  $n$  个脉冲前的粒子反转比  $\eta_{in}$  产生一改变量  $\Delta\eta_{in}$ , 根据公式(4)可知, 振荡后的粒子反转比末值  $\eta_{on}$  也必有一改变量  $\Delta\eta_{on}$ , 这样当激光器  $Q$  开关完成第  $n$  次振荡而处于闭锁时, 粒子数重新积累的起点不是  $\eta_{0n}$ , 而是  $\eta_{0n} + \Delta\eta_{on}$ , 所以第  $(n+1)$  次振荡开始前的粒子反转比的初值必然也有一改变量  $\Delta\eta_{i(n+1)}$ 。依次类推, 从而造成输出能量和功率的起伏, 这种起伏的大小是系列脉冲激光器稳定性的一个标志。我们引入衰减因子  $\xi$

$$\xi = \frac{\Delta\eta_{i(n+1)}}{\Delta\eta_{in}} \quad (10)$$

来描述系列脉冲激光器的稳定性。根据公式(4)、(3)可得:

$$d\eta_{i(n+1)} = e^{-\frac{t_T}{\tau_b} \frac{1 - \frac{\eta_p}{\eta_{in}}}{1 - \frac{\eta_p}{\eta_{0n}}}} d\eta_{in} \quad (11)$$

因此, 衰减因子可写为:

$$\xi = \frac{e^{-\frac{t_T}{\tau_b} \int_{\eta_{in}}^{\eta_{in} + \Delta\eta_{in}} \left(1 - \frac{\eta_p}{\eta_{in}}\right) / \left(1 - \frac{\eta_p}{\eta_{0n}}\right) d\eta_{in}}}{e^{-\frac{t_T}{\tau_b} \frac{\Delta\eta_{on}}{\Delta\eta_{in}}}} \quad (12)$$

利用电子计算机对联系  $\eta_{in}$  和  $\eta_{on}$  的超越方程(4)及(12)进行数值求解和计算, 得到衰减因子  $\xi$  和激光阈值  $\eta_p$ , 干扰量  $\Delta\eta_{in}$  以及  $t_T/\tau_b$  的关系, 如图 4 和图 5 所示。

数值计算结果表明: (1) 衰减因子为负值, 这意味着如果干扰量  $\Delta\eta_{in}$  为正值, 则由

