

# 抽运光分布对二极管抽运激光器振荡光 光束质量的影响\*

王石语<sup>1,2)</sup> 过 振<sup>2)</sup> 傅君眉<sup>1)</sup> 蔡德芳<sup>2)</sup> 文建国<sup>2)</sup> 唐映德<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 西安交通大学微波研究所, 西安 710048)

<sup>2)</sup> 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

(2003 年 9 月 2 日收到, 2004 年 1 月 26 日收到修改稿)

研究了二极管抽运激光器(DPL)中抽运光的空间分布对振荡光光束质量的影响. 通过对端面抽运情形下光场运动方程的研究, 发现不均匀的空间增益分布会影响激光振荡的模式, 并且使得基模振荡光偏离高斯分布. 引入一个称之为抽运光影响因子参数, 来判断这种影响的程度. 研究表明, 这个参数计算方便而且实用. 在对基模调 Q 脉冲激光的研究中发现, 由于抽运光的影响, 脉冲前沿的场分布将由远离高斯分布向接近高斯分布变化, 称之为脉冲前沿的场倏变现象.

关键词: 激光二极管, 二极管抽运激光器, 光束质量

PACC: 4260

## 1. 引 言

二极管抽运激光器(DPL)中振荡光的光束质量特别是基模振荡光的光束质量, 在实际应用中有重要意义<sup>[1-5]</sup>. 影响光束质量的因素比较复杂, 有热效应的因素, 有谐振腔因素, 还有光学元件的影响等等. 但是, 其中有一个重要方面——抽运光分布对振荡光光束质量的影响, 却往往被忽视. 我们发现在 DPL 中由于抽运光空间分布的复杂性, 这个因素的影响在很多情况下非常严重, 绝不可以被忽略<sup>[6]</sup>. 另外, 在抽运光抽运效果的评价中, 除了需要评价抽运光分布对输出光功率、阈值、斜效率的影响以外, 我们认为, 还需要评价抽运光的三维分布对振荡光光束质量的影响, 这是设计抽运光的一个重要问题. 目前还未见对这个问题的报道, 本文通过利用谐振腔光场运动方程进行理论分析, 研究了这个问题, 并且引入一个称之为抽运光影响因子的参数, 来评价这种影响的程度. 在对脉冲激光的分析中, 发现由于这个因素的影响, 调 Q 激光的脉冲前沿存在场分布的迅速变化过程, 我们称之为脉冲前沿的场倏变过程.

## 2. 端面抽运光对振荡光光束质量的影响

为了简化问题, 本文采用图 1 所示的简单谐振腔进行分析. 图 1 采用了端面抽运的抽运方式. 激光晶体的吸收长度一般都非常短, 以掺杂浓度为 1% 的 Nd:YAG 晶体为例<sup>[7]</sup>, 吸收长度只有 1.4mm. 在这种情况下, 可以近似认为振荡光的增益分布集中于晶体的抽运端面. 如果不考虑增益分布的影响, 忽略折射率的变化, 谐振腔内的光场运动方程可以写为<sup>[5,8]</sup>

$$b_m U_1 = \left(\frac{ik}{4\pi}\right)^2 \iint_{M_2} \frac{\exp(-ik|x_1 - x_2|)}{|x_1 - x_2|} (1 + \cos\theta_2) ds_2 \\ \times \iint_{M_1} \frac{\exp(-ik|x_2 - x'_1|)}{|x_2 - x'_1|} (1 + \cos\theta_1) U_1 ds'_1 \quad (1)$$

或

$$b_m U_2 = \left(\frac{ik}{4\pi}\right)^2 \iint_{M_1} \frac{\exp(-ik|x_2 - x_1|)}{|x_2 - x_1|} (1 + \cos\theta_1) ds_1$$

\* 国家重点实验室基金(批准号: 51438010201DZ0102)资助的课题.

$$\times \iint_{M_2'} \frac{\exp(-ik|x_1 - x_2'|)}{|x_1 - x_2'|} \{1 + \cos\theta_2\} U_2 ds_2', \quad (2)$$

其中  $U_1$  和  $U_2$  分别代表镜面  $M_1$  和  $M_2$  的光场分布函数,  $b_m$  ( $m = 1, 2, 3, 4, \dots$ ) 表示不同的本征值. 由这个方程所获得的光场的基模分布函数即为基模高斯函数.

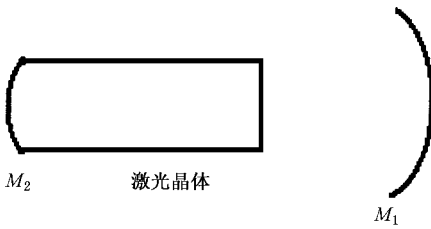


图 1 谐振腔结构

如果考虑了抽运端面的增益分布, 光场运动方程就变成了如下形式:

$$b_m U_1 = \left(\frac{ik}{4\pi}\right)^2 \iint_{M_2'} \sqrt{\mathcal{G}(x_2)} \frac{\exp(-ik|x_1 - x_2|)}{|x_1 - x_2|} \times (1 + \cos\theta_2) ds_2 \iint_{M_1'} \frac{\exp(-ik|x_2 - x_1'|)}{|x_2 - x_1'|} \times (1 + \cos\theta_1) U_1 ds_1' \quad (3)$$

或

$$b_m U_2 = \left(\frac{ik}{4\pi}\right)^2 \iint_{M_1'} \frac{\exp(-ik|x_2 - x_1|)}{|x_2 - x_1|} \{1 + \cos\theta_1\} ds_1 \times \iint_{M_2'} \sqrt{\mathcal{G}(x_2)} \frac{\exp(-ik|x_1 - x_2'|)}{|x_1 - x_2'|} \times (1 + \cos\theta_2) U_2 ds_2' \quad (4)$$

其中  $\mathcal{G}(x_2)$  表示抽运光在一个双程中所获得的增益分布. 按照前面的假定, 它是一个面分布函数, 位于抽运端面  $M_2$ .

显然, 当增益倍数在  $M_2$  上均匀分布时, 即  $\mathcal{G}(x_2)$  为一个常数, 这时谐振腔的模式和无抽运光时完全一致. 不同的是本征值  $b_m$  发生了变化. 本征值的变化, 意味着, 振荡光在一个双程中增益发生了变化.

但是, 一般情况下,  $\mathcal{G}(x_2)$  是随  $x_2$  变化的量. 这个时候, 谐振腔的模式和无抽运光时不再相同, 可以预计腔的衍射损耗也将发生变化. 特别是, 基模振荡光 ( $b_1$  所对应的振荡光模式) 不再是高斯分布. 通过反复迭代可以获得基模振荡光的光场分布. 考虑抽运光取如下函数:

$$N_p(r) = \begin{cases} B & (r \leq a), \\ 0 & (r > a), \end{cases} \quad (5)$$

其中  $r$  表示距离晶体对称轴的径向距离. 相应的增益倍数表达式为

$$\mathcal{G}(r) = \begin{cases} G_0 \frac{B}{N_0} & (r \leq a), \\ 1 & (r > a), \end{cases} \quad (6)$$

则整个谐振腔的总增益为

$$G_{\text{total}} = \frac{\iint \mathcal{G}(r) \mathcal{G}(r)^* \mathcal{G}(r) ds}{\iint \mathcal{G}(r)^* \mathcal{G}(r) ds} \quad (7)$$

将 (6) 式代入 (3) 式, 通过反复迭代数值计算, 获得光场分布. 对不同情况计算的结果进行分析, 获得图 2、图 3 的结果. 图 2 反映了增益分布不同时, 基模振荡光的  $M^2$  因子的变化. 图 3 反映了腔内损耗的变化情况.

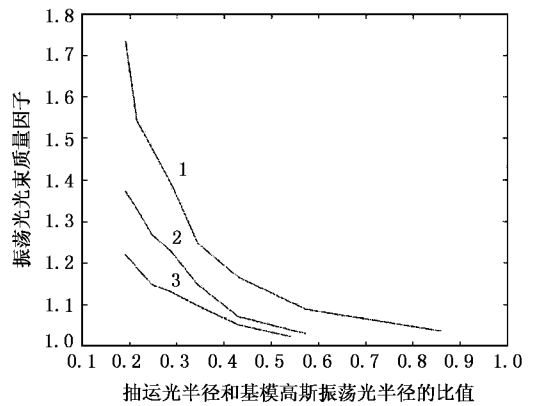


图 2 阶跃函数抽运光对振荡光光束质量因子的影响. 假定腔内往返损耗为 5%, 曲线 1 对应的输出镜透过率为 28%, 曲线 2 对应的输出镜透过率为 23%, 曲线 3 对应的输出镜透过率为 18%.

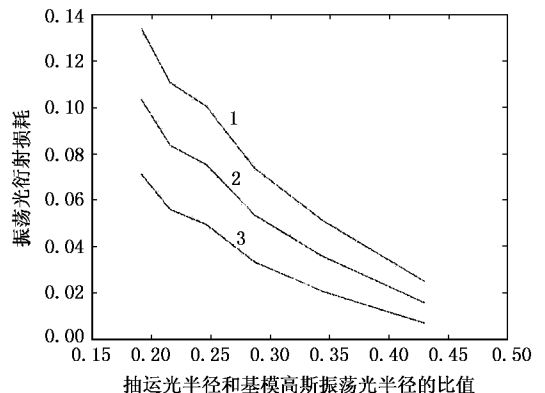


图 3 阶跃函数抽运光的对振荡光衍射损耗的影响. 假定腔内往返损耗为 5%, 曲线 1 对应的输出镜透过率为 28%, 曲线 2 对应的输出镜透过率为 23%, 曲线 3 对应的输出镜透过率为 18%.

由图 2 可以看到: 1) 在同一条曲线上, 随着抽运光半径的变小, 振荡光的  $M^2$  因子逐渐变大, 这意味着振荡光在逐渐偏离相应的理想高斯光分布; 2) 比较不同的曲线可以发现, 这种趋势由于谐振腔总损耗的增加而加快, 所以利用输出镜的透过率可以改变这种趋势的快慢; 3) 当抽运光的半径接近或大于振荡光的半径时, 这种影响非常小,  $M^2$  因子接近 1, 振荡光基本上是高斯分布。

由图 3 可以看到衍射损耗的变化也有类似的规律, 随着抽运光半径的变小, 衍射损耗增大, 这种趋势由于谐振腔总损耗的增加而加快, 当抽运光的半径接近或大于振荡光的半径时, 衍射损耗接近 0. 这种变化均是由于抽运光引起振荡光偏离高斯分布所致. 图 4、图 5 是在将抽运光看作理想高斯光时, 在不同高斯半径时获得的数值计算结果。

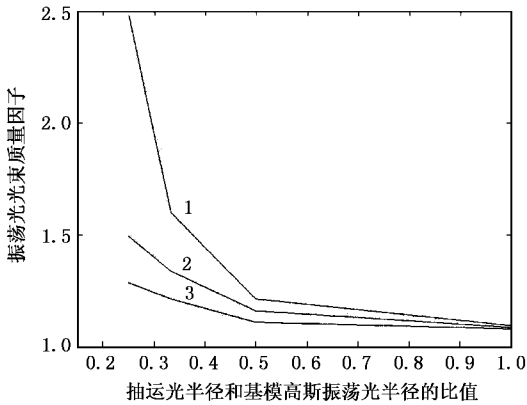


图 4 高斯函数抽运光的对振荡光光束质量因子的影响. 假定腔内往返损耗为 5%, 曲线 1 对应的输出镜透过率为 40%, 曲线 2 对应的输出镜透过率为 35%, 曲线 3 对应的输出镜透过率为 25%

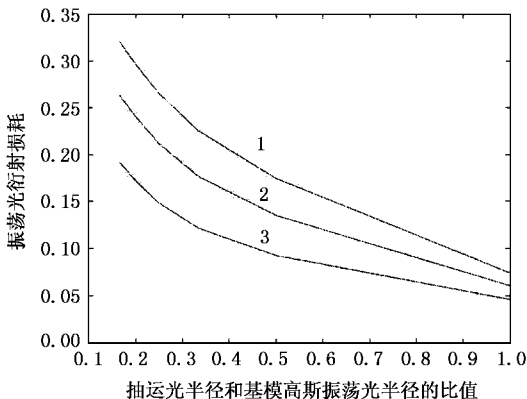


图 5 高斯函数抽运光对振荡光衍射损耗的影响. 假定腔内往返损耗为 5%, 曲线 1 对应的输出镜透过率为 40%, 曲线 2 对应的输出镜透过率为 35%, 曲线 3 对应的输出镜透过率为 25%

### 3. 抽运光影响因子的引入

由上一节的计算可以看出, 在 DPL 中, 由于抽运光三维分布的复杂性, 会对振荡光的光束质量产生重要影响. 要获得好的光束质量, 必须在抽运光的设计中考虑这个因数的影响. 但是直接迭代运算往往反复数百次才能获得结果, 运算量大, 耗时很长, 在抽运光的设计中极不方便. 所以为了判断这种影响的程度, 需要引入一个运算量小的参数作为判断的依据. 这个参数的确定, 可以对抽运光的空间整形提供重要的指导。

根据上节的分析, 当增益分布均匀时, 由方程 (3) (4) 求解获得的振荡光的空间分布与无抽运光时完全相同. 对一个确定的谐振腔, 考虑增益分布  $\mathcal{A}(x_2)$ . 以  $K^2$  表示某常数增益分布. 则 (8) (9) 式分别计算两种增益时由  $M_2$  镜面上的光场向空间点  $x_1$  传播的光场幅度

$$U_1(x_1) = \frac{ik}{4\pi} \iint_{M_2} \sqrt{\mathcal{A}(x_2)} \frac{\exp(-ik|x_1 - x_2|)}{|x_1 - x_2|} \times (1 + \cos\theta_2) U_2(x_2) ds_2, \quad (8)$$

$$U'_1(x_1) = \frac{ik}{4\pi} \iint_{M_2} K \frac{\exp(-ik|x_1 - x_2|)}{|x_1 - x_2|} \times (1 + \cos\theta_2) U_2(x_2) ds_2, \quad (9)$$

(8) 式可以改写为

$$U_1(x_1) = \frac{ik}{4\pi} \iint_{M_2} (\sqrt{\mathcal{A}(x_2)} - K) \frac{\exp(-ik|x_1 - x_2|)}{|x_1 - x_2|} \times (1 + \cos\theta_2) U_2(x_2) ds_2 + \frac{ik}{4\pi} \iint_{M_2} K \frac{\exp(-ik|x_1 - x_2|)}{|x_1 - x_2|} \times (1 + \cos\theta_2) U_2(x_2) ds_2,$$

其中第二项表示均匀增益部分的贡献, 第一部分是表示偏离均匀增益部分的贡献. 第一部分是振荡光偏离基模高斯振荡的根源。

做一个简单假定, 认为  $|\sqrt{\mathcal{A}(x_2)} - K|$  在  $M_2$  上的平均值反映增益偏离均匀分布的程度. 它的相对大小, 反映它对振荡光的影响程度. 对这个相对大小的估算为

$$P_{\text{rel}} = \frac{\iint |\sqrt{\mathcal{A}(x_2)} U_2(x_2) - K U_2(x_2)|^2 ds}{\iint K^2 |U_2(x_2)|^2 ds}. \quad (10)$$

如果选择适当的  $K$ , 可以使得 (10) 式取值达到最小. 这时 (10) 式对  $K$  的一阶导数应该等于 0, 即

$$\frac{d}{dK} \left( \frac{\iint |\sqrt{\alpha(x_2)} U_2(x_2) - K U_2(x_2)|^2 ds}{\iint K^2 |U_2(x_2)|^2 ds} \right) = 0. \quad (11)$$

为了求解方便, 引入参数

$$A = \iint U_2(x_2) \alpha(x_2) U_2(x_2)^* ds, \quad (12)$$

$$B = \iint U_2(x_2) \sqrt{\alpha(x_2)} U_2(x_2)^* ds, \quad (13)$$

$$C = \iint U_2(x_2) U_2(x_2)^* ds, \quad (14)$$

于是 (10) (11) 式可以写为

$$p_{af} = \frac{A - 2KB + K^2 C}{K^2 C}, \quad (15)$$

$$\frac{d}{dK} \left( \frac{A - 2KB + K^2 C}{K^2 C} \right) = 0. \quad (16)$$

通过运算, 求得

$$K = \frac{A}{B}, \quad (17)$$

代入表达式 (15), 有

$$p_{af} = 1 - \frac{B^2}{AC}. \quad (18)$$

这里,  $p_{af}$  就是要寻找的参数, 称为抽运光影响因子.

#### 4. 抽运光影响因子的计算

抽运光影响因子的计算, 核心就是要先将抽运光的强度分布, 转化成增益倍数的分布. 以端面抽运四能级系统为例, 这种转化的依据是<sup>[9]</sup>

$$\alpha(x_2) = G_0^{-1} \frac{N(x_2)}{N_0} \quad (19)$$

和

$$N_p(x_2) \Delta t = \frac{N(x_2)}{\tau} \Delta t + \Phi(x_2) [N(x_2) - 1]. \quad (20)$$

一般情况下, 不容易直接求解 (19) 和 (20) 式给出  $\alpha(x_2)$  的解析解. 这里做一个近似处理. 考虑 (20) 式, 由于一般情况下, 稳恒运转的激光器, 激光介质的上能级粒子数接近阈值时的上能级粒子数, 这里假定它们相等. 设在阈值时, 单位时间抽运到上能级的粒子数面密度为  $N_c(x_2)$ , 这时腔内的振荡光子数接近 0, 于是有

$$N_c(x_2) \Delta t = \frac{N(x_2)}{\tau} \Delta t,$$

即

$$N(x_2) = N_c(x_2) \tau. \quad (21)$$

将 (21) 式代入 (20) 式, 则有

$$N_p(x_2) \Delta t = N_c(x_2) \Delta t + \Phi(x_2) [N_c(x_2) - 1],$$

即

$$N_p(x_2) \Delta t - N_c(x_2) \Delta t = \Phi(x_2) [N_c(x_2) - 1]. \quad (22)$$

(22) 式右边表示  $\Delta t$  时间内补充到上能级的、阈值以上的粒子数, 这部分粒子数主要用来抵消同一时间由于激光受激辐射所引起的上能级粒子数的消耗. 设谐振腔总的往返损耗系数为  $\delta$ , 则有

$$\iint [N_p(x_2) \Delta t - N_c(x_2) \Delta t] ds = \delta \iint \Phi(x_2) ds, \quad (23)$$

可以将光子数分布  $\Phi(x, y)$  看成是理想高斯分布的形式

$$\Phi(x_2) = N_\Phi \exp\left(-\frac{\chi r_2^2}{\omega^2}\right), \quad (24)$$

则有

$$\delta \iint \Phi(x_2) ds = \frac{\delta \pi \omega^2}{2} N_\Phi. \quad (25)$$

同时  $N_p(x_2)$ ,  $N_c(x_2)$  正比于相应的抽运光强度  $I_p(x_2)$ ,  $I_c(x_2)$ , 以  $I_0(x_2)$  表示归一化的抽运光强度分布, 便有

$$N_p(x_2) = N_{pc} I_0(x_2), \quad (26)$$

$$N_c(x_2) = N_{ic} I_0(x_2), \quad (27)$$

从而 (23) 式的左边有

$$\iint [N_p(x_2) \Delta t - N_c(x_2) \Delta t] ds = (N_{pc} - N_{ic}) \Delta t. \quad (28)$$

将 (28) (25) 式代入 (23) 式, 有

$$N_\Phi = \frac{\chi (N_{pc} - N_{ic}) \Delta t}{\delta \pi \omega^2}. \quad (29)$$

结合 (22) (24) (26) (27) (29) 式获得

$$\alpha(x_2) = 1 + \frac{\delta \pi \omega^2}{2} I_0(x_2) \exp\left(\frac{\chi r_2^2}{\omega^2}\right). \quad (30)$$

由此即可以获得一般情况下, 增益倍数的分布情况, 然后根据 (18) 式获得相应的抽运光影响因子的值.

#### 5. 计算实例

针对前文模拟计算的两种情况, 根据上节给出

的计算思路,分别计算出相应的抽运光影响因子的值,见图 6 和图 7.

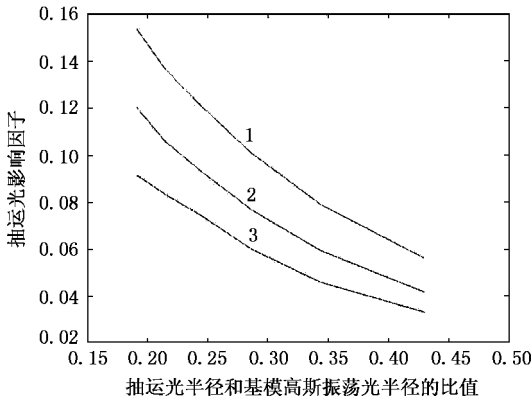


图 6 阶跃函数抽运光的抽运光影响因子 假定腔内往返损耗为 5%, 曲线 1 对应的输出镜透过率为 28%, 曲线 2 对应的输出镜透过率为 23%, 曲线 3 对应的输出镜透过率为 18%

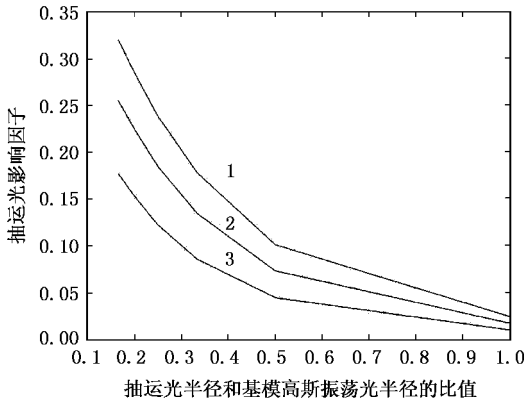


图 7 高斯函数抽运光的抽运光影响因子 假定腔内往返损耗为 5%, 曲线 1 对应的输出镜透过率为 40%, 曲线 2 对应的输出镜透过率为 35%, 曲线 3 对应的输出镜透过率为 25%

对照图 2、图 3 和图 6, 图 4、图 5 和图 7 可以看到抽运光影响因子越大, 振荡光的  $M^2$  因子越大, 衍射损耗也越大. 相同的抽运光影响因子所对应的振荡光的  $M^2$  因子和衍射损耗也比较接近. 这说明抽运光影响因子可以反映抽运光对振荡光的影响程度. 可以将抽运光影响因子看为是在抽运光的影响下, 振荡光对高斯分布的偏离程度.

## 6. 对调 Q 脉冲激光场分布的影响

为了分析调 Q 脉冲激光场分布的变化情况, 对四能级系统 Nd:YAG 激光器, 将调 Q 速率方程<sup>[10,11]</sup>和光场运动方程相结合, 进行模拟计算, 并且考察脉

冲过程中的抽运光影响因子.

这种情况下, 激光器的速率方程为<sup>[6]</sup>

$$\frac{dn(x, y, z, t)}{dt} = p(x, y, z) - \frac{n(x, y, z, t)}{\tau_f} - \frac{c\sigma n(x, y, z, t)}{n_g} S_0(x, y, z, t), \quad (31)$$

$$\frac{dN_0(t)}{dt} = \frac{c\sigma}{n_g} \int_V n(x, y, z, t) S_0(x, y, z, t) dV - \frac{c\delta_0}{2n_g l} N_0(t), \quad (32)$$

其中  $n(x, y, z, t)$  为反转粒子数密;  $p(x, y, z)$  为抽运速率密度;  $\tau_f$  为激光上能级荧光寿命;  $c$  为真空中光速;  $\sigma$  为受激辐射截面;  $S_0(x, y, z, t)$  为基模振荡光子密度;  $n_g$  为增益介质折射率;  $\delta_0$  为基模腔内往返损耗率;  $N_0(t)$  为腔内基模振荡光子总数;  $l$  为增益介质长度, 积分区域为整个增益介质.

### 6.1. 对能量储存过程的分析

在能量储存阶段, 由于谐振腔的损耗非常大, 这时谐振腔内振荡光的光子数近似为 0, 方程(32)可以不考虑, 而方程(31)则变为

$$\frac{dn(x, y, z, t)}{dt} = p(x, y, z) - \frac{n(x, y, z, t)}{\tau_f}. \quad (33)$$

对于端面抽运的激光器(33)式等号两边沿  $z$  方向做积分, 即

$$\int \frac{dn(x, y, z, t)}{dt} dz = \int p(x, y, z) dz - \int \frac{n(x, y, z, t)}{\tau_f} dz,$$

令

$$N(x, y, t) = \int n(x, y, z) dz, \quad (34)$$

$$P(x, y) = \int p(x, y, z) dz. \quad (35)$$

显然, 分别表示从端面观察到的反转粒子数的面密度和单位时间抽运光向上能级抽运的粒子数密度, 有

$$\frac{dN(x, y, t)}{dt} = P(x, y) - \frac{N(x, y, t)}{\tau_f}. \quad (36)$$

设  $t=0$  时,  $N(x, y)=0$ , 则这个方程的解为

$$N(x, y, t) = P(x, y)\tau_f(1 - e^{-t/\tau_f}). \quad (37)$$

这就是能量储存过程中, 上能级粒子数变化的表达式.

## 6.2. 能量释放过程的分析

一般来讲,能量释放的过程时间很短,为纳秒数量级.在这个过程中,抽运的作用可以忽略,同时荧光寿命( $\tau_f$ 一般为几十到几百微秒)所导致的上能级粒子数损失也可以忽略.这样方程(31)变为

$$\frac{dn(x, y, z, t)}{dt} = -\frac{c\sigma n(x, y, z, t)}{n_g} S_0(x, y, z, t). \quad (38)$$

考虑在端面抽运中,上能级粒子数集中于端面附近,取抽运端面为 $z=0$ 平面,则近似表示这种上能级粒子的分布为

$$n(x, y, z, t) = N(x, y, t)\delta(z), \quad (39)$$

其中 $\delta(z)$ 为 $\delta$ 函数,满足

$$\delta(z) = \begin{cases} \infty & z = 0, \\ 0 & z \neq 0, \end{cases}$$

且

$$\int \delta(z) dz = \begin{cases} 1 & (\text{积分区域包含 } z = 0), \\ 0 & (\text{积分区域不包含 } z = 0). \end{cases}$$

考虑(38)和(39)式,则有

$$\frac{dN(x, y, t)\delta(z)}{dt} = -\frac{c\sigma N(x, y, t)\delta(z)}{n_g} S_0(x, y, z, t). \quad (40)$$

对方程两边沿 $z$ 方向积分,则有

$$\frac{dN(x, y, t)}{dt} = -\frac{c\sigma N(x, y, t)}{n_g} S_0(x, y, 0, t). \quad (41)$$

而考虑(39)式,则(32)式可以写为

$$\frac{dN_0(t)}{dt} = \frac{c\sigma}{n_g} \int_V N(x, y, t)\delta(z) S_0(x, y, z, t) dV - \frac{c\delta_0}{2n_g l} N_0(t).$$

由于 $\delta$ 函数的特性,即有

$$\frac{dN_0(t)}{dt} = \frac{c\sigma}{n_g} \int_{z=0} N(x, y, t) S_0(x, y, 0, t) dx dy - \frac{c\delta_0}{2n_g l} N_0(t). \quad (42)$$

方程(41)和(42)就是端面抽运 DPL 中,通过简化处理得到的四能级系统激光器在调 Q 第二阶段的速率方程.

## 6.3. 增益分布函数和场分布函数的计算

由于在受激跃迁中,上能级粒子数的减少量将

转化成通过该位置的光子数的增加量,以 $\Phi(x, y)$ 表示通过位置 $(x, y)$ 处的光子数面密度,则可以写出如下方程:

$$d\Phi(x, y) = \sigma\Phi(x, y)dN(x, y), \quad (43)$$

即有

$$\Phi(x, y) = \Phi_0(x, y)e^{\sigma N(x, y)}, \quad (44)$$

所以有

$$\alpha(x, y) = \frac{\Phi(x, y)}{\Phi_0(x, y)} = e^{\sigma N(x, y)}. \quad (45)$$

利用增益分布函数,可以计算相应的抽运光影响因子.每个时刻的场分布函数的计算可以通过(3)式反复迭代来确定.

## 6.4. 数值计算结果

根据前面所给出的基本方程,确定在同样抽运功率,同样上能级粒子数积累时间,端面抽运 DPL 所产生的调 Q 脉冲在不同的抽运光分布下的脉冲形态.谐振腔的结构见图 1,腔长为 5mm,输出镜为平镜,透过率为 25%,激光晶体的抽运端面为谐振腔的全反射面的曲率半径为 0.5m.所用激光晶体为 Nd:YAG 四能级系统,它的发射截面为<sup>[12]</sup> $\sigma = 6.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ .

本文在计算中所采用的抽运光为理想高斯分布,计算中改变抽运光的高斯半径.脉冲能量约为 0.4mJ.

计算结果表示于图 8,图 9,图 10.分别对应于不同的抽运光半径 $\frac{\omega_p}{\omega_0} = 1.25$ , $\frac{\omega_p}{\omega_0} = 1.0$ 和 $\frac{\omega_p}{\omega_0} = 0.83$ .这里 $\omega_p$ 表示抽运光的半径, $\omega_0$ 表示与谐振腔相对应的理想高斯振荡光半径.

图 8,图 9,图 10 具有相似的形状.以图 8 为例来分析脉冲持续过程中的特点.

1)由图 8(a)可以看到,脉冲持续期间为 $0.6 \times 10^{-8} - 1.2 \times 10^{-8} \text{ s}$ .将这个期间分为两部分: $0.6 \times 10^{-8} - 0.9 \times 10^{-8} \text{ s}$ 为脉冲的前沿,这个时期脉冲处于上升阶段; $0.9 \times 10^{-8} - 1.2 \times 10^{-8} \text{ s}$ 为脉冲的后沿,这个时期脉冲处于衰减阶段.

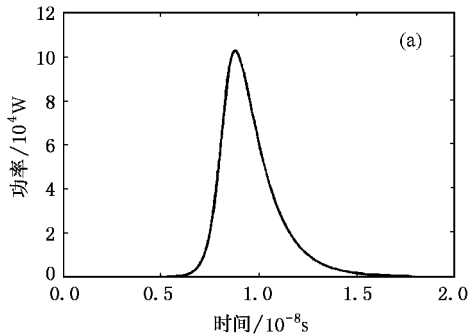
2)由图 8(b)可以看到,在脉冲的前沿,抽运光影响因子由最大值很快变化接近 0 值,而在脉冲的后沿,抽运光影响因子逐渐稳定到最小值.之所以有这样的变化,这是因为在脉冲前沿,激光介质的上能级粒子迅速跃迁,上能级粒子数由很大的值很快减小成自由腔的阈值粒子数,增益也迅速由大减小,从而导致抽运光影响因子的相应变化.在脉冲的后沿,

上能级粒子数继续减小,引起抽运光影响因子继续变化直到最小.这个过程意味着,在脉冲前沿,振荡光的场分布将因为增益分布的影响,由对高斯分布的较大偏离过渡到接近高斯分布,这种过渡将主要发生在脉冲前沿.

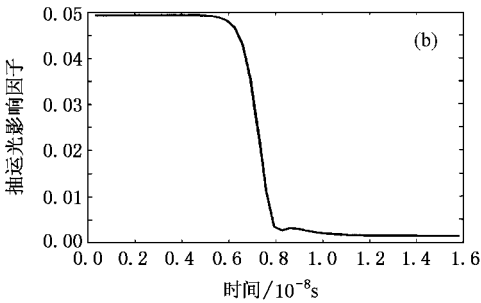
3)和图 8(b)的过程相对应,从图 8(c)观察到这样的现象:光束质量因子( $M^2$  因子)在脉冲前沿迅速由大变小,直到接近高斯分布的光束质量因子 1,而在脉冲后沿光束质量因子相对稳定.光束质量因子在变小的过程中有振荡出现,主要是增益分布的迅速变化导致了场分布的不稳定性,这也是抽运光

对脉冲产生影响的一个重要表现.光束质量因子的这个变化,反应出脉冲前沿场分布的快速变化情况,本文称之为由抽运光分布引起的脉冲前沿场分布的倏变现象.

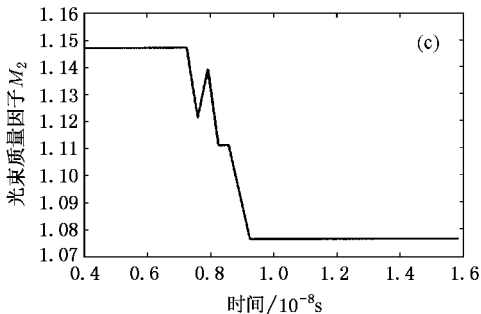
从图 9,图 10 可以发现,它们所反应出来的脉冲中场分布变化的规律与图 8 完全相同.只不过由于抽运光分布的不同,初始的抽运光影响因子大小也不同,从而这种变化的强度也有区别.基本规律是,初始的抽运光影响因子越大,这种脉冲前沿场分布的倏变现象也就越强烈.



(a) 脉冲波形

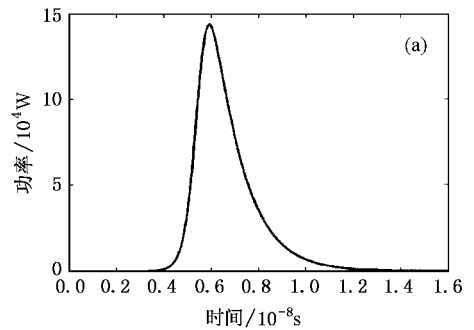


(b) 抽运光影响因子的时间演变

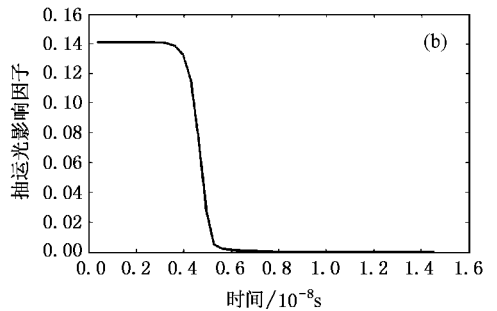


(c) 光束质量因子的时间演变

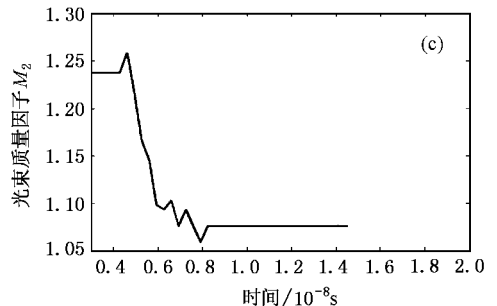
图 8 抽运光对脉冲形态的影响  $\frac{\omega_p}{\omega_0} = 1.25$



(a) 脉冲波形

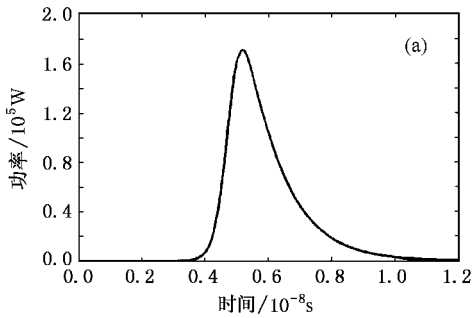


(b) 抽运光影响因子的时间演变

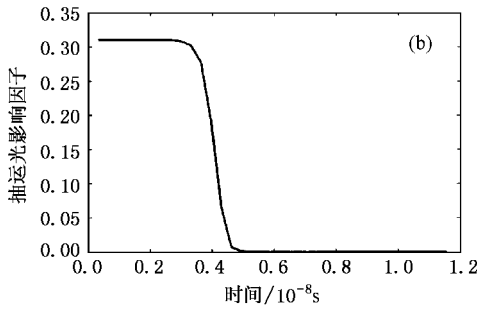


(c) 光束质量因子的时间演变

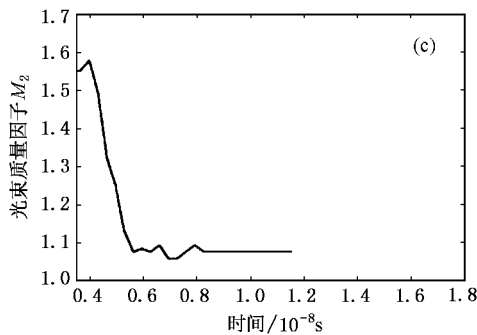
图 9 抽运光对脉冲形态的影响  $\frac{\omega_p}{\omega_0} = 1.0$



(a) 脉冲波形



(b) 抽运光影响因子的时间演变



(c) 光束质量因子的时间演变

图 10 抽运光对脉冲形态的影响  $\frac{\omega_p}{\omega_0} = 0.83$

### 6.5. 脉冲场倏变现象的实验观察

调 Q 脉冲场倏变现象主要发生于脉冲前沿,后沿则基本平稳.显然这种场倏变的直接效应就是,远场观察的脉冲宽度将随探测位置到光束中心的距离而变化.由于脉冲开始对高斯分布的偏离比较大,

这意味着脉冲前沿的光场功率相对于理想高斯分布将会有更多的比例分布于光场的边沿.随着时间变化,光场向理想高斯分布逼近,功率将向光场中心集中,这导致整个脉冲上升过程中,场边沿部分的功率随时间变化的波形比较“胖”一些,而中心部分则相对“瘦”一些.因此在脉冲光束的边沿,观察到的脉冲宽度将大于在光束中心部分观察到的脉冲宽度.

图 11 是利用类似图 1 结构的端面抽运谐振腔<sup>[7]</sup>进行调 Q 所观察到的结果,抽运功率大约 15W,抽运光直径大约为 0.8mm,腔长为 85mm.定性地,图 11 可以佐证脉冲场的倏变现象.

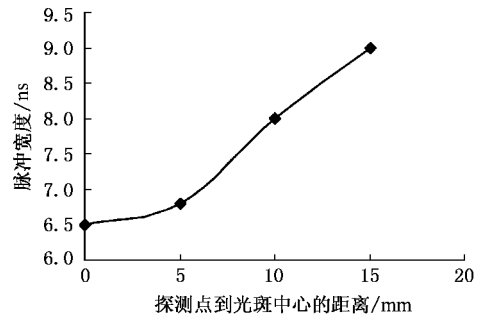


图 11 脉冲宽度随探测位置的变化

## 7. 结 论

根据本文的分析,在 DPL 中,抽运光所引起的增益的不均匀分布必然要影响振荡激光的光束质量,特别是将会导致基模振荡光偏离高斯分布.为了描述这种影响的程度,本文引入了一个判断参数,即抽运光影响因子.抽运光影响因子越大,基模振荡光受抽运光影响对高斯分布的偏离越强烈.在对脉冲激光的分析中发现,由于抽运光的影响,在脉冲的场分布中存在一种场分布的前沿倏变现象,即受抽运光增益不均匀的影响,脉冲前沿场分布要偏离理想高斯模式而且会迅速演变,直到脉冲后沿趋于高斯分布.场倏变的强烈程度和脉冲产生时的抽运光影响因子密切相关.抽运光影响因子越大,相应的场倏变越强烈.

[ 1 ] Paolo L and Marcello B 1991 *IEEE Journal of Quantu Electronics* **10** 2319  
 [ 2 ] Beat N , Rudolf W and Henz P W 1997 *IEEE J . Electronics* **33** 365

[ 3 ] Robert A , Anthony W. Y and John J 1997 *Opt . Lett .* **22** 1314  
 [ 4 ] Luo X Q , Zhu S Q and Gao W J 2001 *Chin . Phys .* **10** 1011



- [ 5 ] Wang S Y *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 355( in Chinese )[ 王石语等 2003 物理学报 **52** 355 ]
- [ 6 ] Wang S Y , Xue H Z and Tang Y D 2003 *Journal Of Xidian University* **30** 76
- [ 7 ] Wang S Y , Guo Z and Wen J G 2000 *Acta Optica Sinica* **20** 1467
- [ 8 ] Shen K 1986 *A Courses in Laser Principles* ( Beijing : Beijing Polytechnic University Press ) 129( in Chinese ) [ 沈 柯 1986 激光原理教程( 北京 北京工业大学出版社 )第 129 页 ]
- [ 9 ] Wang S Y , Guo Z and Fu J M 2003 *Acta Photonics Sinica* **32** 286
- [ 10 ] Liu Q *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2756( in Chinese )[ 柳 强等 2002 物理学报 **51** 2756 ]
- [ 11 ] Huang L L and Fang D W 2001 *Chin. Phys.* **10** 827
- [ 12 ] Walter K 1996 *Solid-State Laser Engineering* ( Berlin : Springer-Verlag ) 49

## Effect of the pump light on the beam quality of the diode pumped laser \*

Wang Shi-Yu<sup>1,2)</sup> Guo Zhen<sup>2)</sup> Fu Jun-Men<sup>1)</sup> Cai De-Fang<sup>2)</sup> Wen Jian-Guo<sup>2)</sup> Tang Ying-De<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>( *Electronics & Information Engineering , Xi 'an Jiaotong University ,Xi 'an 710048 , China* )

<sup>2)</sup>( *School of Technical Physics , Xidian University ,Xi 'an 710071 , China* )

( Received 2 September 2003 ; revised manuscript received 26 January 2004 )

### Abstract

Effect of the pump light on the quality of diode pumped laser( DPL ) has been discussed. Based on the end pump system , the equation of the laser field has been studied , which shows that the distribution of the laser gain can affect the laser mode and make the base mode of the laser to drift off from the Gauss distribution. A factor is proposed to estimate the scale of the affection , which is called affection factor of pump light. Calculations on the end pump laser prove that the factor is practical and convenient. Study on the Q-switched laser show that the field distribution of the pulse is also affected by the distribution of the pump beam. The rising edge of the pulse usually evolves from far to near gauss distribution. The phenomenon is called as the field evolution of the pulse rising edge.

**Keywords** : laser diode , diode pumped laser , quality of laser beam

**PACC** : 4260