

# 三能级固体激光介质对抽运光吸收的理论研究<sup>\*</sup>

秦 华 傅汝廉<sup>†</sup> 郜洪云 刘 娟 史心刚

(南开大学现代光学研究所, 天津 300071)

(2004 年 6 月 15 日收到, 2004 年 11 月 26 日收到修改稿)

从激光介质中光能量的传输方程和描述脉冲激光的能级跃迁速率方程出发, 研究了激光介质对抽运光的吸收特性. 理论分析表明, 固体激光介质对抽运光的吸收不仅是指数函数吸收方式, 当抽运光的能量密度增大到一定程度时, 激光介质对抽运光的吸收变为非指数函数吸收, 吸收深度增加. 以红宝石晶体为例进行了具体的理论计算, 结果显示出了随抽运光能量密度增大介质吸收的变化规律.

关键词: 抽运, 激光介质, 光传输方程, 光吸收

PACC: 4260, 4255

## 1. 引 言

激光二极管(LD)刚问世时功率较小, 20 世纪 90 年代后出现了一系列新工艺<sup>[1-4]</sup>, 使 LD 的输出功率大幅度提高, 从而极大地推动了固体激光技术的发展. 越来越多的科技工作者投入到 LD 抽运的大功率固体激光器的研究之中. 在此项研究中激光介质对抽运光的吸收理所当然地成为一个重要的问题, 因为这将涉及到光能的转换效率和激光介质尺寸的合理选择.

迄今为止, 人们一直使用比尔公式来计算固体激光介质中抽运光强度的变化<sup>[5]</sup>,

$$I = I_0 e^{-\beta L},$$

其中,  $\beta$  为吸收系数,  $L$  为光在激光介质中的传输距离,  $I_0$  为入射光强,  $I$  为  $L$  处光强. 通过对光能量在激光介质中传输的深入研究, 我们发现比尔公式存在一个应用范围, 即入射光强  $I_0$  较小时此公式才适用. 本文从激光介质中能量传输和能级跃迁速率方程出发, 研究了抽运光在激光介质中强度的变化. 在一定的近似条件下, 给出了抽运光强度变化的解析解. 结果表明, 在一定传输距离范围内, 随着抽运光能量密度的增大, 增益介质对抽运光的吸收规律逐渐由指数函数变为近似线性函数.

## 2. 光在介质中的能级跃迁及传输方程的解

根据文献 [6], 三能级系统中各能级粒子数随时间变化可用下列方程描述:

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -(n_2 - n_1)\sigma_{21}vN - \frac{n_2 A_{21}}{\eta_2} + n_3 S_{32}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = n_1 W_{13} - \frac{n_3 S_{32}}{\eta_1}, \quad (2)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = n, \quad (3)$$

式中,  $n_1$ ,  $n_2$  和  $n_3$  分别为基态能级  $E_1$ 、激光上能级  $E_2$  和高能级  $E_3$  上的粒子数密度;  $S_{32}$ ,  $S_{31}$  和  $S_{21}$  分别为  $E_3$  到  $E_2$ ,  $E_3$  到  $E_1$  和  $E_2$  到  $E_1$  的非辐射跃迁(热弛豫)概率;  $A_{21}$ ,  $A_{31}$  分别是  $E_2$  到  $E_1$  和  $E_3$  到  $E_1$  的自发跃迁概率;  $\eta_1 = S_{32}(S_{32} + A_{31})$  为  $E_3$  能级向  $E_2$  无辐射跃迁的量子效率;  $\eta_2 = A_{21}(S_{21} + A_{21})$  为  $E_2$  能级向  $E_1$  跃迁的荧光效率;  $\sigma_{21}$  为发射截面;  $n$  是单位体积工作物质内的总粒子数;  $N$  为激光粒子数密度;  $v$  是光在介质中的速度;  $W_{13}$  为受激吸收跃迁概率. 为了方便, 我们把抽运概率写成

$$W_{13} = \sigma_{13}(z, t)h\nu_{13},$$

其中  $\nu_{13}$  为  $E_1$  能级到  $E_3$  能级的受激吸收频率;  $\sigma_{13}$  表示能级  $E_1$  的粒子对抽运光的吸收截面, 即

$$n_1 W_{13} = \frac{n_1 \sigma_{13} I}{h\nu_{13}}. \quad (4)$$

<sup>\*</sup> 国家重大基础研究专项基金(批准号 2002CCA01700)和国家自然科学基金(批准号 60378007)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人, E-mail: furl@nankai.edu.cn

假设一束单色光作为抽运光,从增益介质的端面入射到增益介质上,介质占有空间长度  $0 \leq z \leq l$ ,入射光强  $I_0$ ,当  $0 \leq t \leq t_0$  时( $t_0$  为抽运光脉冲宽度), $I_0$  为常数,其他时间为零.当抽运光进入增益介质后,假设抽运光沿增益介质的轴线  $z$  轴方向传输,随着深入距离的增加不断地被吸收,此时光强已是时间与空间坐标的函数,可用  $K(z, t)$  表示.

参考文献 7—9 的处理方法,我们得到抽运光在增益介质中的输运方程

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial I}{\partial t} = -n_1 \sigma_{13} I - \alpha I, \quad (5)$$

式中  $\alpha$  是抽运光的非吸收损耗系数.由于  $n_3 \approx 0$ , (5) 式忽略了  $n_3 \sigma_{31} I$ .

为了得到透过率与其相关量的表达式,解方程 (1)–(5).由于  $S_{32} \gg W_{13}$ ,使  $n_3 \approx 0$ ,因此,  $\partial n_3 / \partial t \approx 0$ ,于是由 (2) 式可得

$$n_1 W_{13} = \frac{n_3 S_{32}}{\eta_1}.$$

将上式代入 (1) 式,并考虑到在阈值附近受激辐射很微弱, (1) 式中的第一项可忽略不计,从而得

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2}{\partial t} &= -\frac{n_2 A_{21}}{\eta_2} + \eta_1 n_1 W_{13} \\ &= -\frac{A_{21}(n - n_1)}{\eta_2} + \eta_1 n_1 W_{13}. \end{aligned} \quad (6)$$

考虑到  $n_1 + n_2 \approx n$  得

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\frac{\partial n_1}{\partial t}.$$

下面分短脉冲抽运和长脉冲抽运两种情况对这些方程进行讨论.

第一情况:短脉冲抽运 ( $t_0 \ll \tau$ ,  $\tau = 1/A_{21}$ ).在这种情况下,要在很短的激励时间内使  $n_2(t)$  达到  $n_{2t}$  ( $n_{2t}$  为  $E_2$  能级的阈值集居数密度),激励必须足够强,即要求  $W_{13} \gg A_{21}$ .因此,在激励持续时间内自发辐射的影响很小, (6) 式中的第一项可以忽略不计,于是有

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\eta_1 n_1 W_{13}. \quad (7)$$

将 (4) 式代入 (7) 式并经过整理后得

$$n_1 = -\frac{\partial n_1}{\partial t} \frac{h\nu_{13}}{\sigma_{13} I \eta_1}.$$

将上式代入 (5) 式得

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial I}{\partial t} = \frac{h\nu_{13}}{\eta_1} \frac{\partial n_1(t)}{\partial t} - \alpha I. \quad (8)$$

从  $t=0$  到  $t=t_0$  积分并利用

$$\int_0^{t_0} I dt = E,$$

我们有

$$\frac{dE}{dz} = \frac{h\nu_{13}}{\eta_1} [n_1(t_0) - n_1(0)] - \alpha E. \quad (9)$$

在推导 (9) 式时我们用到下式:

$$\frac{1}{v} \int_0^{t_0} \frac{\partial I}{\partial t} dt = \frac{1}{v} [K(t_0) - K(0)] = 0. \quad (10)$$

由于

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{\eta_1 n_1 \sigma_{13} I}{h\nu_{13}},$$

变形后积分成为

$$\int_{n_1(0)}^{n_1(t_0)} \frac{dn_1}{n_1} = -\int_0^{t_0} \frac{\eta_1 \sigma_{13} I}{h\nu_{13}} dt, \quad (11)$$

$$\ln\left(\frac{n_1(t_0)}{n_1(0)}\right) = -\frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E, \quad (12)$$

$$n_1(t_0) = n_1(0) \exp\left(-\frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E\right). \quad (13)$$

将 (13) 式代入 (9) 式,可得

$$\frac{dE}{dz} = \frac{h\nu_{13} n_1(0)}{\eta_1} \left[ \exp\left(-\frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E\right) - 1 \right] - \alpha E. \quad (14)$$

第二种情况:长脉冲抽运 ( $t_0 \gg \tau$ ).当  $t \gg 1/A_{21}$  时,各能级已经达到稳定状态,此时  $n_1$  也已达到一稳定值<sup>[6]</sup>.由 (6) 式得

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\frac{A_{21}(n - n_1)}{\eta_2} + \frac{\eta_1 n_1 \sigma_{13} I}{h\nu_{13}} = 0. \quad (15)$$

整理后得

$$n_1 = \frac{A_{21} n h\nu_{13}}{\eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I + A_{21} h\nu_{13}}. \quad (16)$$

将 (16) 式代入 (5) 式,并利用全微分算符<sup>[7]</sup>

$$\frac{dI}{dz} = \frac{\partial I}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t}$$

得

$$\frac{dI}{dz} = -\frac{A_{21} \sigma_{13} h\nu_{13} n I}{\eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I + A_{21} h\nu_{13}} - \alpha I. \quad (17)$$

将 (17) 式积分后可得

$$\int_{I_0}^I \frac{\eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I + A_{21} h\nu_{13}}{\alpha \eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I^2 + (\alpha + n\sigma_{13}) A_{21} h\nu_{13} I} dI = -\int_0^l dz, \quad (18)$$

$$\ln \frac{I}{I_0} + \frac{\sigma_{13}}{\alpha} \ln \left[ \frac{\alpha \eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I + (\alpha + n\sigma_{13}) A_{21} h\nu_{13}}{\alpha \eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I_0 + (\alpha + n\sigma_{13}) A_{21} h\nu_{13}} \right] = -(\alpha + n\sigma_{13}) l, \quad (19)$$

$$\frac{I}{I_0} \left[ \frac{\alpha \eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I + (\alpha + n\sigma_{13}) A_{21} h\nu_{13}}{\alpha \eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I_0 + (\alpha + n\sigma_{13}) A_{21} h\nu_{13}} \right]^{\frac{\sigma_{13}}{\alpha}} = \exp[-(\alpha + n\sigma_{13}) l]. \quad (20)$$

### 3. 不计非吸收损耗 $\alpha$ 时光在介质中传输及能级跃迁方程的解

#### 3.1. 短脉冲抽运

短脉冲抽运时用 (14) 式描述能量在介质中的变化, 不计非吸收损耗时 (14) 式变为

$$\frac{dE}{dz} = \frac{h\nu_{13} n_1(0)}{\eta_1} \left[ \exp\left(-\frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E\right) - 1 \right]. \quad (14')$$

(14') 式的解将依据  $\eta_1 \sigma_{13} E / (h\nu_{13})$  的值即  $E$  的值, 下面分三种不同的抽运能量范围进行讨论.

1) 抽运光能量  $E$  足够小以至  $\left(\frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E\right) \leq 0.3$

时, 将

$$\exp\left(-\frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E\right) \approx 1 - \frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E$$

代入 (14') 式,

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dz} &= \frac{h\nu_{13} n_1(0)}{\eta_1} \left( 1 - \frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E - 1 \right) \\ &= -n_1(0) \sigma_{13} E, \end{aligned} \quad (21)$$

$$E = E_0 \exp(-n_1(0) \sigma_{13} z).$$

令  $E/E_0 = T_0$  (小抽运光能量透过率), 则

$$T_0 = \exp(-n_1(0) \sigma_{13} z). \quad (22)$$

2) 抽运光能量  $E$  足够大以至  $\exp\left(-\frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E\right) \approx 0$  (14') 式变为

$$\frac{dE}{dz} = -\frac{h\nu_{13} n_1(0)}{\eta_1}.$$

对上式积分后得

$$E = E_0 - \frac{h\nu_{13} n_1(0)}{\eta_1} z, \quad (23)$$

$$T_s = \frac{E}{E_0} = 1 - \frac{h\nu_{13} n_1(0)}{E_0 \eta_1} z. \quad (24)$$

这里  $T_s$  为大功率抽运光的透过率.

3) 若抽运光能量  $E$  在  $0.3 \leq \left(\frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E\right) \leq 0.6$

时, 将

$$\exp\left(-\frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E\right) \approx 1 - \frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E + \frac{\eta_1^2 \sigma_{13}^2 E^2}{2h^2 \nu_{13}^2}$$

代入 (14') 式,

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dz} &= \frac{h\nu_{13} n_1(0)}{\eta_1} \left( 1 - \frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E + \frac{\eta_1^2 \sigma_{13}^2 E^2}{2h^2 \nu_{13}^2} - 1 \right) \\ &= -n_1(0) \sigma_{13} E + \frac{\eta_1^2 \sigma_{13}^2 n_1(0)}{2h\nu_{13}} E^2, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\int_{E_0}^E \left( \frac{1}{E} - \frac{\eta_1 \sigma_{13}}{\eta_1 \sigma_{13} E - 2h\nu_{13}} \right) dE = \int_0^z -\sigma_{13} n_1(0) dz, \quad (26)$$

$$\ln \frac{E}{E_0} - \ln \frac{\eta_1 \sigma_{13} E - 2h\nu_{13}}{\eta_1 \sigma_{13} E_0 - 2h\nu_{13}} = -\sigma_{13} n_1(0) z \quad (27)$$

$$\ln \left( \frac{E}{E_0} \frac{\eta_1 \sigma_{13} E_0 - 2h\nu_{13}}{\eta_1 \sigma_{13} E - 2h\nu_{13}} \right) = -\sigma_{13} n_1(0) z, \quad (28)$$

$$T \frac{1 - \frac{2h\nu_{13}}{\eta_1 \sigma_{13} E_0}}{T - \frac{2h\nu_{13}}{\eta_1 \sigma_{13} E_0}} = \exp(-\sigma_{13} n_1 z). \quad (29)$$

这里  $T = E/E_0$  为能量透过率.

#### 3.2. 长脉冲抽运

长脉冲抽运时不计非吸收损耗, 由 (17) 式去掉  $\alpha$  项得

$$\frac{dI}{dz} = -\frac{A_{21} \sigma_{13} h\nu_{13} nI}{\eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I + A_{21} h\nu_{13}}, \quad (30)$$

$$\frac{\eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I + A_{21} h\nu_{13}}{nA_{21} \sigma_{13} h\nu_{13} I} dI = -dz, \quad (31)$$

$$\int_{I_0}^I \left( \eta_1 \eta_2 \sigma_{13} + A_{21} h\nu_{13} \frac{1}{I} \right) dI = \int_0^z -A_{21} n\sigma_{13} h\nu_{13} dz, \quad (32)$$

$$\eta_1 \eta_2 \sigma_{13} (I - I_0) + A_{21} h\nu_{13} \ln \frac{I}{I_0} = -A_{21} n h\nu_{13} \sigma_{13} z, \quad (33a)$$

$$\eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I_0 (T - 1) + A_{21} h\nu_{13} \ln T = -A_{21} n h\nu_{13} \sigma_{13} z, \quad (33b)$$

其中  $T = I/I_0$ .

下面我们把红宝石激光器的有关数据代入以上公式.

$\text{Cr}^{3+}$  的质量掺杂比为 0.05%—0.035%, 离子浓

度<sup>[10]</sup>为  $n = 1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , 无辐射跃迁的量子效率<sup>[6]</sup>为  $\eta_1 = 0.7$ , 阈值附近受激辐射很弱, 量子效率  $\eta_2 = 1$ . 激光上能级寿命  $\tau = 1/A_{21} = 3000 \mu\text{s}$ . 对于 410 nm 吸收峰, 平行于光轴入射光的吸收截面<sup>[11]</sup>  $\sigma_{13} = 1.75 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ .

第一, 短脉冲抽运时, 把相应数据代入(14')式等号右端括号中的第一项, 得

$$\exp\left(-\frac{\eta_1 \sigma_{13}}{h\nu_{13}} E\right) \approx \exp(-0.253 E). \quad (34)$$

(1) 由于  $\exp(-3) \approx 0.0498 \approx 0$ , 所以当  $E = 3/0.253 \approx 11.9 \text{ J/cm}^2$  时, 可以认为  $E$  足够大, 入射抽运光能量  $E_0$  与吸收深度的关系由(24)式给出, 代入相关数据得  $T_s = 1 - 11.1z/E_0$ . 从此式可看出, 随着  $E_0$  增大, 透过率趋向 1, 所以我们称之为饱和吸收. 这与比尔公式不同. (2) 若(34)式中  $0.253 E < 1$  ( $E < 4$ ) 则  $\exp(-0.253 E)$  可以展成级数的形式. 若  $E \leq 1 \text{ J/cm}^2$  则  $0.253 E < 0.3$ ,  $\exp(-0.253 E)$  的展开式只取前两项, 透过率可按(22)式计算, 即

$$T_0 = \exp(-n_1(0)\sigma_{13}z).$$

此式即为比尔公式.

图 1 为短脉冲抽运时透过率从指数函数到线性函数的变化过程.

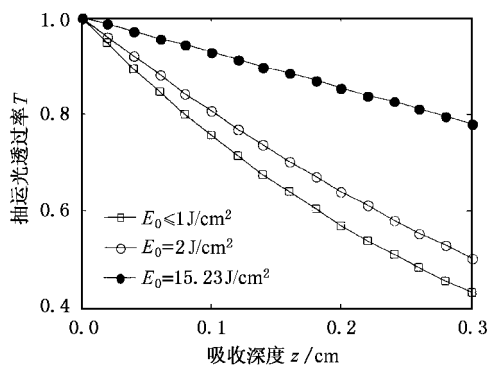


图 1 短脉冲抽运时不同抽运光能量密度的吸收深度与透过率的关系曲线

第二, 长脉冲抽运时, 比较(33b)式等号左端两项中含  $T$  项的系数,

$$\eta_1 \eta_2 \sigma_{13} I_0 = 1.225 \times 10^{-19} I_0,$$

$$A_{21} h\nu_{13} = 1.455 \times 10^{-16}.$$

当  $(T-1)$  与  $\ln T$  数值相当时(由于  $0 \leq T \leq 1$ , 所以总有符合此要求的区间)如果抽运光功率很小(33b)式第一项可忽略不计, 简化为比尔公式, 如果抽运光

功率  $I_0$  不是很小, 该项不能忽略, 透过率就与抽运光的大小有关, 当抽运光的光强很大以至(33b)式的第二项可以忽略时(33b)式变为

$$T_s = \frac{I}{I_0} = 1 - \frac{A_{21} h\nu_{13} n_1(0)}{I_0} z. \quad (35)$$

这与(24)式的形式完全一致, 透过率是吸收深度的线性函数.

把红宝石的有关数据代入到(33b)式得到

$$1.225 \times 10^{-3} I_0 (T-1) + 1.455 \ln T = -4.074z.$$

根据此式作图 2、图 3. 图 2 是在  $z$  一定时, 透过率与抽运光强的关系. 从图 2 可以看出: 吸收深度一定时, 随着抽运光强的增大, 透过率趋向 1, 亦即介质对抽运光的吸收趋于饱和; 光强较小时有一段近似平行于横轴的曲线, 说明透过率与光强无关. 这一段可以认为近似指数吸收. 图 3 是抽运光强一定时, 吸收深度与透过率的关系. 从图 3 可以看出, 指数透过率只是在介质中抽运能量较小时所表现出来的特性, 抽运能量较大时透过率不能用比尔公式描述, 而应该用(36)式描述.

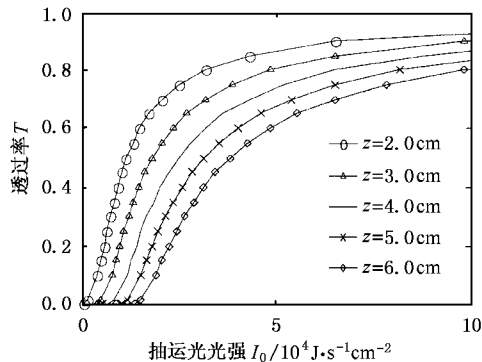


图 2 长脉冲抽运时, 透过率与抽运光功率的关系

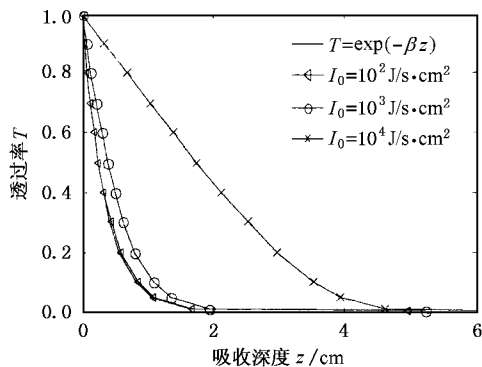


图 3 长脉冲抽运时, 抽运光功率一定, 透过率  $T$  与吸收深度  $z$  的关系

## 4. 结 论

不论短脉冲抽运还是长脉冲抽运,增益介质对抽运光的吸收规律不能简单地归结为比尔公式,能量透过率还与抽运光本身密切相关。(1)当抽运光功率较小时(这个量值与介质的性质有关),吸收规律遵从比尔公式。(2)当抽运光能量较大时,能量透

率与吸收深度呈近似线性关系。(3)抽运光能量介于两者之间时,在一定的吸收深度内透过率与吸收深度的关系是介于指数函数与线性函数之间的一种过渡关系。

比尔公式中的吸收系数  $\beta$  只是在抽运光能量较小时所呈现出的一种特性,当抽运光的能量超出了这个范围,介质的吸收特性,短脉冲时由(14)式表征,长脉冲时由(19)或者(20)式表征。

- 
- [ 1 ] Scheps R , Gately B M , Krasinski J F *et al* 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 2288
- [ 2 ] Wang S Y , Guo Z , Fu J M *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 355 ( in Chinese ) [ 王石语、过 振、傅君眉等 2003 物理学报 **52** 355 ]
- [ 3 ] Dong R F , Zhang J X , Zhang T C *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 462 ( in Chinese ) [ 董瑞芳、张俊香、张天才等 2001 物理学报 **50** 462 ]
- [ 4 ] Lu L W , Zhang Y H , Xu Z T *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 367 ( in Chinese ) [ 卢励吾、张砚华、徐遵图等 2002 物理学报 **51** 367 ]
- [ 5 ] Lee S , Kim S K , Yun M *et al* 2002 *Appl. Opt.* **41** 1089
- [ 6 ] Zhou B K , Gao Y Z , Chen J H 1984 *The Principles of Laser* ( Beijing : National Defence Industry Press ) p212 , 215 ( in Chinese ) [ 周炳琨、高以智、陈家骅 1984 激光原理( 北京 : 国防工业出版社 ) 第 212 , 215 页 ]
- [ 7 ] A Compiling Group of the Introduction of Solid Laser 1975 *The Introduction of Solid Laser* ( Shanghai : Shanghai Press ) p96 ( in Chinese ) [ 《固体激光导论》编写组 1975 固体激光导论( 上海 : 上海出版社 ) 第 96 页 ]
- [ 8 ] Avizonis P V , Grotbeck R L 1996 *J. Appl. Phys.* **37** 687
- [ 9 ] Kuo Y K , Huang M F , Birnbaum M 1995 *IEEE J. Quantum Electron.* **3** 657
- [ 10 ] He G S , Lei S Z 1979 *The Fundamental of Laser Design* ( Shanghai : Shanghai Science and Technology Press ) p220 , 253 , 289 ( in Chinese ) [ 赫光生、雷仕湛 1979 激光设计基础( 上海 : 上海科技出版社 ) 第 220 , 253 , 289 页 ]
- [ 11 ] Arecchi F T , Schulz-Dubois E O 1980 *Laser Handbook* ( Beijing : Science Press ) p26 ( in Chinese ) [ 阿雷克、舒尔茨-杜波依斯 1980 激光手册( 中译本 ) ( 北京 : 科学出版社 ) 第 26 页 ]

# Theoretical study of the pump light absorption inside a three-level solid state laser medium \*

Qin Hua Fu Ru-Lian Gao Hong-Yun Liu Juan Shi Xin-Gang

( *Institute of Modern Optics , Nankai University , Tianjin 300071 , China* )

( Received 15 June 2004 ; revised manuscript received 26 November 2004 )

## Abstract

The theoretical solution of the pump light absorption of a laser medium is presented. It is shown that the absorption of pump light with respect to the depth in the solid medium is not a simply exponential function. When the pump photon density is high enough , the variation of the absorption becomes nonexponential. These theoretical results have been verified by experiment with the medium of ruby .

**Keywords** : pump , laser medium , photon transport equation , light absorption

**PACC** : 4260 , 4255

---

\* Project supported by the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China ( Grant No. 2002CCA01700 ) and the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60378007 ).