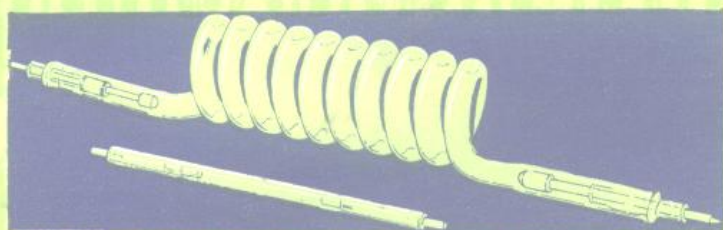


固体激光技术基础丛书之三

脉冲氙灯



上海人民出版社

固体激光技术基础丛书之三

脉 冲 氙 灯

《脉冲氙灯》编写组

上海



固体激光技术基础丛书之三

脉 冲 氙 灯

《脉冲氙灯》编写组

上海人民出版社出版

(上海绍兴路5号)

新华书店上海发行所发行 上海市印刷六厂印刷

开本: 787×1092 1/32 印张5 字数108,000

1975年10月第1版 1975年10月第1次印刷

统一书号: 13171·127 定价: 0.31 元

毛主席语录

列宁为什么说对资产阶级专政，这个问题要搞清楚。这个问题不搞清楚，就会变修正主义。要使全国知道。

在生产斗争和科学实验范围内，人类总是不断发展的，自然界也总是不断发展的，永远不会停止在一个水平上。因此，人类总得不断地总结经验，有所发现，有所发明，有所创造，有所前进。停止的论点，悲观的论点，无所作为和骄傲自满的论点，都是错误的。

前 言

随着固体激光技术的迅速发展,对固体激光器件重要组成部分——光泵光源提出了越来越高的要求,推动了光泵光源的研究和发展:研究光源特性,从而更合理更有效地利用它来作为激光光泵光源;发展新材料新工艺,研制效率与极限负载更高,寿命更长,与激光工作物质光谱匹配更好的新型光源,从而提高激光总体效率和器件性能。近年来,国内外在这些方面都做了很多工作。我们遵照伟大领袖毛主席“要认真总结经验”和“洋为中用”的教导,编写了这本小册子,供从事激光和光源研究试制的有关同志参阅。

在固体激光技术发展中起着重要作用的脉冲氙灯,由于其高亮度,高效率,结构简单,制作容易,可作单次或重复频率点燃,以及适用性强等等优点,至今仍然是固体激光器中应用最广泛的光泵光源。本书着重介绍脉冲氙灯的光电性能以及材料和工艺。第一章简述固体激光器对光泵光源的亮度和发光时间的要求。第二章叙述脉冲氙灯的电学性质,着重介绍脉冲氙灯的伏安特性,电阻特性,极限负载和寿命以及脉冲氙灯放电回路的设计。在第三章中叙述脉冲氙灯的光学性质,着重介绍脉冲氙灯的辐射特性、光谱特性以及吸收特性。最后在第四章中介绍脉冲氙灯的电极材料和管壁材料以及目前常用的各种管壁与金属封接工艺及排气充气等工艺。

由于我们水平所限,难免有错误和不妥之处,希望读者批评指正。

《脉冲氙灯》编写组

目 录

第一章 固体激光器对光泵的要求	1
第一节 光泵的亮温度	2
第二节 光泵的泵浦时间	8
第三节 固体激光器泵浦灯简介	14
第二章 脉冲氙灯的电学性质	17
第一节 脉冲放电过程的定性描述	17
第二节 脉冲氙灯的伏安特性和电阻率	19
第三节 脉冲氙灯工作电路设计	30
第四节 脉冲氙灯的负载和寿命	45
第五节 其他电学参量及使用	54
第三章 脉冲氙灯的光学性质	61
第一节 表征辐射的物理量	61
第二节 管状脉冲灯的辐射特性	65
第三节 脉冲灯光谱特性	77
第四节 脉冲灯等离子体的自吸收	87
第五节 脉冲灯与激光工作物质的光谱匹配问题	92
第四章 脉冲氙灯材料和制灯工艺	98
第一节 脉冲灯的电极材料	98
第二节 脉冲灯的管壁材料	103
第三节 封接工艺	115
第四节 排气	141

第一章 固体激光器对光泵的要求

激励激光工作物质一般有光泵激励和电子碰撞激励两种方法。气体激光器工作物质的共振吸收线宽度很窄,且多在真空紫外波段,故在技术上用光泵激励的方法困难较大,多采用电子碰撞激励的方法。这个方法是通过辉光放电或高频放电来实现的。固体激光器工作物质大多有一个以上的宽吸收带(泵浦带),易于吸收光泵光能而被激励,故光泵激励方法多用于固体激光器。

固体激光器工作物质不仅具有较宽的吸收带而且具有相当高的荧光效率,当其吸收激发光能后,其中大部分能量借非辐射跃迁被转移到激光上能级。当入射的光辐射功率密度较低时,受激原子借自发辐射和热弛豫的综合作用回到基态或低能态,此过程伴随着荧光辐射。当入射光辐射功率密度逐渐增大,到达某一定值以后,才有可能实现粒子数的反转,产生受激发射。因此不是任何光源都可以作为光泵使用,它必须满足一定的条件。最基本的条件有两个:第一它必须具有与激光工作物质吸收带相匹配的辐射光谱能量分布;第二它必须具有达到阈值振荡所需的最小辐射功率密度,即光源必须具备一起码的亮度或亮温度。另外光源都是在一定的时间内发出一定的光能,这个发光时间对阈值能量的影响,以及光源发出的光能如何充分耦合到激光工作物质中去,亦即是聚光系统的聚光效率,都是在考虑光源作为激光光泵时必须涉及的问题。关于光源的辐射光谱能量分布与工作物质吸收

光谱的匹配问题将在本书的第三章中介绍。本章只涉及光泵亮温度和泵浦时间两个问题。另外,对常用的泵浦灯作一简单介绍。

第一节 光泵的亮温度

对于各种工作物质为达到阈值振荡,除需要光泵满足一定的光谱匹配条件外,对每一吸收带还要求有一个最起码的光泵辐射能量密度或辐射功率密度。单色能量密度在辐射测量学中用亮温度的概念来表示,即对某一波长,光源的单色亮度与某一定温度黑体的单色亮度相等,则定义该黑体温度为该光源的亮温度。一般,不同的波长有不同的亮温度。多数工作物质都有一个以上的吸收带,其中波长最长的吸收带最接近激光上能级,所以常用波长最长的吸收带所需的最小光泵亮温度作为选择泵浦灯的最低条件。

下面根据辐射理论推导阈值能量密度和光泵亮温度的关系。

假设一平行光入射于某一工作物质的样品表面上,光束的辐射功率密度 I 为:

$$I = \frac{\eta}{A} h\nu_p$$

此处 η 为在吸收带中每秒钟入射的光子数, ν_p 为吸收带的中心频率, A 为垂直于入射光束的晶体面积。按受激跃迁的定义有

$$W_1 = \frac{\eta}{A} \sigma_p$$

于是

$$I = W_1 \frac{h\nu_p}{\sigma_p}$$

这里 W_1 为受激吸收几率, σ_p 为受激吸收截面 (自基态到吸收带)。在平行光束下, 晶体中单位频率间隔的能量密度 U_p , 与其辐射功率密度 I 的关系为:

$$U_p = \frac{In}{c}$$

所以

$$W_1 = \frac{c\sigma_p U_p}{h\nu_p n}$$

此处 c 为光速, n 为晶体的折射率。

对于中心频率为 ν_p 的整个吸收带, 必须将 U_p 和 σ_p 换为变量 $\rho(\nu)$ 和 $\sigma(\nu)$, 并对整个频宽积分。于是

$$W_1 = \int \frac{c\sigma(\nu)\rho(\nu)d\nu}{h\nu n}$$

假设在箔样品晶体内部能量密度的分布是均匀的, 而单位频率间隔的能量密度 $\rho(\nu)$ 可用黑体辐射公式计算:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3 n^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/KT} - 1}$$

这里 T 为黑体温度。 $\sigma(\nu)$ 取洛伦兹函数, 经计算则有:

$$W_1 \approx \frac{4\pi^2 n^2 \nu_p^2 \sigma_p \Delta\nu_p}{c^2 (e^{h\nu_p/KT} - 1)}$$

T_p 为光源的亮温度, 对于黑体 $T_p = T$ 。

从辐射理论可知, 对洛伦兹线型有:

$$A_3 = \frac{4\pi^2 n^2 \Delta\nu_p \sigma_p \nu_p^2}{c^3}$$

此处 A_3 为从吸收带向下的自发跃迁几率, $\Delta\nu_p$ 为吸收带半宽度。于是有

$$W_1 = \frac{A_3}{e^{h\nu_p/KT_p} - 1} \quad (1.1)$$

式 (1.1) 是在平行光垂直入射使晶体内部能量密度分布均匀的假设和略去晶体吸收的假设下推导出来的, 与实际使用情

况相差较远,必须根据具体情况对(1.1)式进行修正,才能较好地符合实际。一般我们使用的晶体为棒状,而作为光泵都选用气体放电灯,其光谱能量分布近似于黑体。在理想状态下可认为棒状工作物质浸于各向同性的黑体辐射之中。棒表面每点都被来自各个方向上的光所照射。因为光线在棒表面上折射,所以在任一点入射的光线大部分将会聚于一个锥体内。由于光线的会聚,使得棒内能量密度的分布不再是均匀的了。根据德尔文(Delvin)和麦开拿(Mckenna)等人的计算结果*可以看出,当将一辐射能量密度输给一介质时,如果在介质中能产生均匀的能量分布,则在介质中的能量密度比真空中的大 n^3 倍,但如果在介质中产生的是不均匀的能量密度分布,那么在介质中的能量密度就不再是真空中的 n^3 倍,而是随能量密度分布不同有所变化。对棒状工作物质,在吸收系数和棒直径的乘积约等于 1 的情况下,介质中的能量密度约为真空中的 n 倍。所以当能量密度分布均匀的箔晶体样品达到阈值振荡时,对于棒状晶体能量密度还差约 n^2 倍。为了使棒达到阈值振荡,就必须增大输入能量约 n^2 倍,也就是说在(1.1)式中要将含有能量密度因子的 W_1 乘 n^2 倍,于是:

$$W_1 = \frac{A_3}{n^2(e^{h\nu/kT_s} - 1)} \quad (1.2)$$

而所需的亮温度为:

$$T_s = \frac{hc}{\lambda_p K \ln\left(1 + \frac{A_3}{n^2 W_1}\right)} \quad (1.3)$$

由于能级特性不同,所以三能级和四能级系统达到阈值振荡条件,产生稳态激光输出所需的光泵亮温度也就不相同,

* 参阅 Delvin, Mckenna 等, Appl. Opt. 1, No. 1, 11 (1962) 和 Mckenna, Appl. Opt. 2, No. 3, 303 (1963)。

下面分别进行计算:

三能级系统(图1)的特点是, 泵浦带3到激光上能级2的弛豫时间很短; 基态和终态的间距小于或等于 KT , 因此可认为两者是重合的, 基态原子密度等于终态原子密度, 即 $N_0 = N_1$, 而总原子密度 $N = N_1 + N_2$ 。受激振荡在 N_2 稍大于 N_1 时产生, 所以临界粒子数反转 $\Delta N_c = N_2 - N_1$ 受晶体掺杂浓度和尺寸的影响很小。原子由基态被激励到泵浦带的速率为

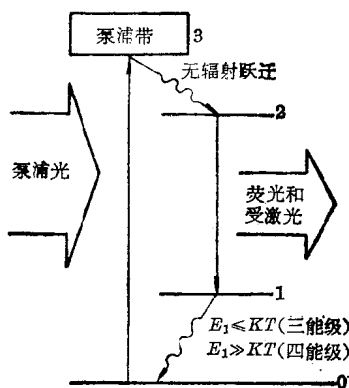


图1 三能级系统

$W_1 N_0$, W_1 是受激吸收几率; 荧光衰减速率为 $A_2 N_2$, A_2 是激光上能级的自发跃迁几率。从解稳态粒子数变化率方程得到, 在达到阈值振荡时的泵浦条件为: $W_1 N_1 \approx A_2 N_2$ 。于是三能级系统达到阈值振荡所需亮温度为:

$$T_p \approx \frac{0.624}{\lambda_p \lg \left(\frac{A_3 N_1}{n^2 A_2 N_2} \right)} \quad (1.4)$$

举红宝石和 $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ 为例:

红宝石有两个吸收带, 其中心波长为 5600 埃和 4100 埃。为估计最小的亮温度只需选绿带波长为计算波长。

$\lambda_p = 5.6 \times 10^{-5}$ 厘米; $A_3 = 2.5 \times 10^5$ /秒; $A_2 = 330$ /秒;
 $n^2 = 3.1$; $N_2/N_1 = 1.1$ 。

把这些量代入(1.4)式, 得所需最小亮温度为:

$$T_p \approx 4800^\circ \text{K}$$

• • •

因上述考虑的仅是理想状态, 实际所需的亮温度比用公式 (1.4) 推算的要高。至少要 6000°K 的亮温度才能泵浦红宝石激光器。在各种可能的光源中以脉冲氙灯的亮温度为最高, 故一般选用脉冲氙灯来泵浦红宝石。表 1 列出各种泵浦源的典型亮温度。

表 1 各种泵浦源的亮温度

泵 浦 源	亮 温 度 ($^{\circ}\text{K}$)
连 续 弧 光	4000~5500
脉 冲 弧 光	5000~15000
化 学 反 应	3000~6000
白 炽 体	2400~3400
太 阳	5800

$\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ 的两个泵浦带在 9100 埃和 7200 埃, 选 9100 埃为计算波长。

$\lambda_p = 9.1 \times 10^{-5}$ 厘米; $A_3 \approx 10^6/\text{秒}$; $A_2 \approx 100/\text{秒}$; $n^2 = 2.1$; $N_2/N_1 = 1.1$ 。

计算得 $T_p \approx 1850^{\circ}\text{K}$ 。用碘钨灯泵浦已可以了。

四能级系统 (图 1) 的特点是终态 1 与基态 0 的间距 E_1 要比 KT 大许多, 一般 $E_1 \geq 8KT$ 。终态 1 是比较空的, 与激光上能级原子密度 N_2 相比, 终态 1 的原子密度 N_1 可以忽略。基态原子密度 $N_0 \approx N$, N 为总原子密度。态 3 到态 2, 终态 1 到基态 0 的无辐射跃迁几率都很大。

从解稳态粒子数变化率方程得到:

$$W_1 N_0 = A_2 N_2 \quad (1.5)$$

为了能得到受激振荡, 要求临界粒子数反转, ΔN 大到能足

以克服谐振腔的各种损耗。简并度不能改变这个要求的本质，为了简化，此处避而不谈。于是：

$$\Delta N_0 = \frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 \approx N_2$$

式中 g_1 、 g_2 为简并度。

光经过晶体来回各一次，能量将改变 $\gamma e^{2(\sigma \Delta N_0 - \alpha_s)l}$ ，达到阈值振荡则要求：

$$\gamma e^{2(\sigma \Delta N_0 - \alpha_s)l} \approx 1$$

即

$$\gamma e^{2(\sigma N_2 - \alpha_s)l} \approx 1 \quad (1.6)$$

这里 γ 为激光器一端的半透明反射镜的反射率（另一端的反射镜有 100% 的反射率）； σ 为到达激光上能级 2 的吸收截面； α_s 为在激光工作物质中因散射等损耗的损失系数； l 为工作物质棒的长度。

将 (1.6) 式简化后有：

$$N_2 \approx \frac{1-\gamma}{\sigma 2l} + \frac{\alpha_s}{\sigma} \quad (1.7)$$

由 (1.5) 和 (1.7) 式有：

$$W_1 \approx \frac{A_2}{N_0} N_2 = \frac{A_2}{N_0 \sigma} \left[\frac{1-\gamma}{2l} + \alpha_s \right] = \frac{A_2}{N_0 \sigma} \left[\frac{\alpha_s}{1-\beta} \right] \quad (1.8)$$

式中 $\beta = \frac{1-\gamma}{1-\gamma+2\alpha_s l}$ 为输出耦合效率。

由辐射理论推得：

$$\begin{aligned} A_2 &= \frac{4\pi^2 n^2 c \sigma \Delta \lambda}{\lambda^4} \\ A_3 &= \frac{4\pi^2 n^2 c \sigma_p \Delta \lambda_p}{\lambda_p^4} \end{aligned} \quad (1.9)$$

此处 λ 为激光输出波长， $\Delta \lambda$ 为荧光线宽， $\Delta \lambda_p$ 为吸收带线宽。

因为掺杂浓度增大会妨碍光透射到棒内部，故四能级系统的掺杂浓度不能随意增加，要根据实验条件选定。这里选 $\alpha_p d \approx 1$, $\alpha_p = N_0 \sigma_p$ 为泵浦带的吸收系数，而 d 是棒的直径。于是

$$A_3 N_0 = \frac{A_3}{\sigma_p} N_0 \sigma_p = \frac{A_3}{\sigma_p} \alpha_p \approx \frac{A_3}{\sigma_p} \frac{1}{d}$$

$$A_3 N_0 \approx \frac{4\pi^2 n^2 c \Delta\lambda_p}{\lambda_p^4 d} \quad (1.10)$$

将(1.8)和(1.10)式代入(1.2)式，则得四能级系统达到阈值振荡所需的亮温度：

$$T_p \approx \frac{0.624}{\lambda_p \lg \left[\frac{\Delta\lambda_p \lambda^4 (1-\beta)}{\Delta\lambda \lambda_p^4 n^2 \alpha_s d} \right]} \quad (1.11)$$

下面举四能级系统的钕玻璃为例子进行具体计算。以钕玻璃吸收带最长波长 8800 埃为计算波长：

$\lambda_p = 8.8 \times 10^{-5}$ 厘米； $\lambda = 1.06 \times 10^{-4}$ 厘米； $\Delta\lambda = 3.25 \times 10^{-6}$ 厘米； $\Delta\lambda_p = 2.75 \times 10^{-6}$ 厘米； $n^2 = 2.35$ ； $d = 0.5$ 厘米； $\alpha_s = 5 \times 10^{-3}$ 厘米⁻¹； $l = 5$ 厘米。

于是由(1.11)式得到所需的最小光泵亮温度为 $T_p \approx 2450^\circ \text{K}$ 。四能级系统达到阈值振荡所需的亮温度与工作物质的尺寸和泵浦带的吸收系数 α_p 有关。在设计四能级激光器时可根据具体实验条件对各参量进行选择。

第二节 光泵的泵浦时间

上节的讨论没有考虑泵浦过程中由于荧光和非辐射跃迁所造成的能量损失，故与最小光泵亮温度相对应的阈值能量只给出了振荡阈值的下限。上述能量损失是随泵浦时间而变

化的。阈值能量和激光输出能量都受这个能量损失的影响,因此都与光泵泵浦时间有关。

1. 光泵脉冲时间对阈值的影响

为便于讨论,设工作物质是长方形棒,与此工作物质吸收带相匹配的泵浦光垂直照射在棒表面 A 上。按前面三能级和四能级系统理想模型(图1),在泵浦光照射下,在时间间隔 dt 内,激光上能级 2 的原子密度 N_2 的增长正比于光泵辐射功率密度 I 和基态原子密度 N_0 , 即 $dN_2 = \alpha I N_0 dt$, α 是比例常数。由于自发辐射和与晶格的能量交换(以后总称为损失跃迁),激光上能级 2 的寿命是有限的。在时间间隔 dt 内,能级 2 的原子密度损失为 $(N_2/\tau_2)dt$, τ_2 为能级 2 的寿命。于是在时间间隔 dt 内总的变化量,对四能级系统为:

$$dN_2 = \alpha I N_0 dt - \frac{N_2}{\tau_2} dt \quad (1.12)$$

对三能级系统相应的有:

$$dN_2 = \alpha I N dt - \left(\alpha I + \frac{1}{\tau_2} \right) N_2 dt \quad (1.13)$$

此处 N 是总原子密度, $N_0 = N_1 = N - N_2$ 。

由(1.12)和(1.13)式可知, dN_2 随光泵辐射功率密度 I 为常数或时间变化量 $I(t)$ 而不同。常用泵浦光脉冲有矩形的和指数衰减形的,前一种 I 为常量,后一种 I 随时间按指数衰减,现分别讨论:

(1) 矩形脉冲, $I = \text{常量}$

设初始条件 $t=0$ 时, $N_2=0$, 解(1.12)式得:

$$N_2 = \alpha I N_0 \tau_2 (1 - e^{-t/\tau_2}) \quad (1.14)$$

若在时间 $t=T_s$ 时, N_2 达到了阈值振荡所需的原子密度 N_{2s} , 则此时输入给工作物质的能量等于所需的阈值能量

1105420⁹⁹

$E_s = IAT_s$ 。将 (1.14) 式中的 t 用 T_s , N_2 用 N_{2s} , I 用 $E_s/T_s A$ 替代, 则得:

$$E_s = \frac{A}{\alpha} \frac{T_s}{\tau_2} \frac{N_{2s}}{N_0} \frac{1}{1 - e^{-T_s/\tau_2}} \quad (1.15)$$

从 (1.15) 式可以看出, 脉冲时间 T_s 愈短, 达到阈值振荡所需的能量也愈小。当 $T_s \rightarrow 0$ 时, 得到一极限值:

$$E_{s \min} = \frac{A N_{2s}}{\alpha N_0} \quad (1.16)$$

此极限值与激光器对光泵所要求的最小亮温度相对应。

将 (1.16) 式代入 (1.15) 式, 则得:

$$\frac{E_s}{E_{s \min}} = \frac{T_s/\tau_2}{1 - e^{-T_s/\tau_2}} \quad (1.17)$$

(1.17) 式是相对阈值能量与泵浦脉冲时间关系的表示式。对三能级系统得到一相应的表示式:

$$1 + \frac{E_{s \min} T_s}{\ln 2 E_s \tau_2} = 2 \left\{ 1 - e^{-\left[\frac{\ln 2 \cdot E_s}{E_{s \min}} + \frac{T_s}{\tau_2} \right]} \right\} \quad (1.18)$$

这里 $E_{s \min} = \frac{A}{\alpha} \ln 2$ 。

图 2 给出了四能级和三能级激光器在矩形泵浦脉冲情况下相对阈值能量 $E_s/E_{s \min}$ 与泵浦脉冲时间 T_s 的关系曲线。

由图 2 可以看出, 当泵浦脉冲时间比激光上能级 2 的寿命 τ_2 短时, 阈值能量 E_s 几乎与脉冲时间 T_s 无关, 其值 $E_s \approx E_{s \min}$, 亦即是说在 $T_s \ll \tau_2$ 时, 损失跃迁可以忽略不计, 输入的能量完全用来增加激光上能级的粒子数 N_2 , 所以阈值能量小。如果 $T_s \geq \tau_2$, 则必须考虑泵浦过程中由于损失跃迁而引起原子密度的减少, 相应的阈值能量随脉冲时间 T_s 的增加而增加。

若 $T_s \rightarrow \infty$, 则相当于激光器件处于连续工作状态, 按

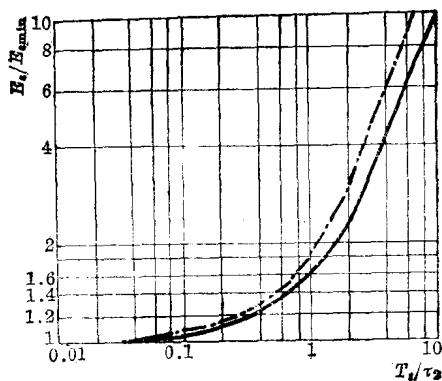


图2 相对阈值能量 E_s/E_{smin} 与矩形
泵浦光脉冲时间 T_s 的关系

— 四能级激光器 - - - 三能级激光器

(1.17)式可以得到四能级在连续工作状态下的阈值功率密度为:

$$I_s = \frac{E_{smin}}{A\tau_2} \quad (1.19)$$

相应的三能级系统的阈值功率密度为:

$$I_s = \frac{E_{smin}}{\ln 2} \frac{1}{A\tau_2} \quad (1.20)$$

(2) 指数衰减形脉冲

$I = I_0 e^{-t/\tau}$, I_0 是初始值, τ 为时间常数。进行类似的计算, 可以得到四能级系统相对阈值能量与脉冲时间 τ_s 的关系式:

$$\frac{E_s}{E_{smin}} = \frac{(\tau_s/\tau_2) - 1}{e^{-\frac{\ln(\tau_s/\tau_2)}{1-(\tau_s/\tau_2)}} - e^{-\frac{\ln(\tau_s/\tau_2)}{(\tau_s/\tau_2)-1}}} \quad (1.21)$$

对于三能级系统就不再叙述, 只把结果绘于图3中。

比较图3和图2可以看出, 在指数脉冲情况下 E_s/E_{smin}