

一种新的激光器锁模方法的理论计算

朱 振 和

中央民族学院物理系, 北京, 100081

霍 崇 儒

中国科学院物理研究所, 北京, 100080

1990年3月9日收到

本文对采用一个反射率随光强而变的非线性反射镜进行被动锁模的激光器提出一个涨落模型, 并用此模型对 Nd:YAG 激光器改变各种参量, 对两种非线性晶体 (KTP 和 KDP) 进行计算机模拟. 根据模拟计算预言了实现完善锁模的最佳条件和激光器的最佳参量.

PACC: 4260F

一、引 言

用可饱和吸收染料锁模的固体激光器是常用的微微秒脉冲光源. 染料的寿命总是有限的, 因此锁模激光器中使用的染料需经常更换, 染料放置时间长了也会失效. 最近, Stankov 提出一种新的锁模方法, 克服了染料锁模的上述缺点. Stankov 指出^[1], 把一块倍频晶体和一块对基频和倍频有不同反射率的反射镜结合, 适当地调节晶体和反射镜之间的距离, 就能构成一个反射率随光强而改变的非线性反射镜, 其反射率随光强的增强而增加. 把这样一个非线性反射镜用于激光器腔内便能起被动锁模的作用. 不久, Stankov 等人在实验上用这种新的方法制成 Nd:YAG 锁模激光器^[2]. 倍频晶体的寿命几乎是无限的, 所以这种锁模方法与染料锁模相比的优点是显而易见的.

Barr 依据固体激光器主动锁模的理论加以推广以后, 对这种锁模方法作了理论分析^[3]. 但是, 这种锁模方法实质上是被动锁模, 涨落模型^[4,5]比主动锁模理论更适合于分析这种锁模方法. 本文利用由朱振和、霍崇儒作了改进的涨落模型^[6]作适当的更改以后, 对这种锁模方法作理论计算, 通过理论计算可以预言实现完善锁模的最佳条件和激光器的最佳参量.

二、理 论 模 型

在文献[6]中已经详细描述了涨落模型的公式, 这些公式也适用于用反射率随光强而变的非线性反射镜进行被动锁模的 Nd:YAG 激光器, 只是在应用这些公式时要用由非线性反射镜产生的损耗取代可饱和吸收体的吸收系数.

被动锁模激光器的超短脉冲输出是由最初存在于激光器自发噪声中的涨落脉冲集合

发展而成的。由于反射镜的非线性与激光增益饱和的联合作用,在脉冲集合的发展过程中,只有一个最大的脉冲保留下来,并且它的强度迅速地增加,集合中所有其他的脉冲都被抑制。

对脉冲集合的发展作计算机模拟。模拟计算从增益刚达到阈值的时刻开始,这时只需计算平均光强随时间(腔渡越次数)的变化,计算所用的差分方程如下:

$$I_{k+1} = I_k + I_k(\alpha_k - \gamma + \ln r_2) + \alpha_k \zeta, \quad (1)$$

$$\alpha_{k+1} = \alpha_k - \alpha_k \left(\frac{2\sigma}{h\nu} I_k T \right) I_k - \alpha_k \frac{T}{\tau} + \alpha_0 \xi \frac{T}{\tau}, \quad (2)$$

式中 I_k 是第 k 次通过增益介质的腔内光场的归一化的无量纲强度 ($I_k = I/I_i$, I 是增益介质处的光强); I_i 是归一化强度(见下文); α_k 是第 k 次通过时的增益系数; T 是腔渡越时间; σ 是受激发射截面; $h\nu$ 是光子能量; τ 是一个时间常数^[6]; γ 是损耗系数; $-\ln r_2$ 是非线性反射镜产生的损耗, r_2 是非线性反射镜的场反射系数(假定背反射镜的场反射系数 r_1 为 1); ξ 是泵浦速率超阈值,其定义为

$$\xi = \frac{f}{f_{th}} = \frac{f}{\alpha_0}, \quad (3)$$

式中 f 是泵浦速率, f_{th} 是阈值泵浦速率,阈值增益系数 α_0 由下式给出:

$$\alpha_0 = \gamma - \ln r_2; \quad (4)$$

$\alpha_k \zeta$ 是自发辐射的贡献, ζ 由下式给出:

$$\zeta = \frac{4h\nu\Delta\nu}{\pi r^2 I_i}, \quad (5)$$

式中 $\Delta\nu$ 是增益线宽, r 是腔内小孔光阑的半径。计算的初值为 α_0 和 $I_0 = \alpha_0 \zeta$ 。

非线性反射镜的场反射系数 r_2 和强度反射系数 R_{nl} 之间的关系为

$$r_2 = \sqrt{R_{nl}}. \quad (6)$$

R_{nl} 的表达式为^[1]

$$R_{nl} = B \{ 1 - \tan^2 h [\sqrt{B} \arctan h(\sqrt{\eta}) - \arctan h(\sqrt{\eta R_{2\omega}/B})] \}, \quad (7)$$

式中

$$B = \eta R_{2\omega} + (1 - \eta) R_{\omega}, \quad (8)$$

R_{ω} 和 $R_{2\omega}$ 分别是反射镜对于基频和二次谐波的强度反射系数; η 是从基频到二次谐波的转换效率,由下式给出:

$$\sqrt{\eta} = \tanh(K\sqrt{I'}), \quad (9)$$

式中 I' 是倍频晶体处的光强, K 是由晶体的性质和长度决定的一个常数。引入激光束在增益介质处和在倍频晶体处的截面比 $b(I' = bI)$, 令 $K = 1/\sqrt{I_i}$, 则(9)式变为

$$\sqrt{\eta} = \tanh(\sqrt{bI/I_i}) = \tanh(\sqrt{bI_k}). \quad (10)$$

将(10)式代入(7)式,并作一些运算便得到

$$R_{nl} = B \left\{ 1 - \left[\frac{\tanh(\sqrt{BbI_k}) - \sqrt{\eta R_{2\omega}/B}}{1 - \sqrt{\eta R_{2\omega}/B} \cdot \tanh(\sqrt{BbI_k})} \right]^2 \right\}. \quad (11)$$

根据一般非线性光学教科书^[7,8]中关于二次谐波产生的理论, 可导出归一化强度 I_s 的表达式如下:

$$I_s = \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{3/2} \frac{n^3}{d_{\text{eff}}^2 l^2 \omega^2}, \quad (12)$$

式中 ϵ_0 和 μ_0 分别是真空电容率和磁导率; d_{eff} 是倍频晶体的等效非线性系数; l 是等效晶体长度(实际长度的二倍); n 是晶体折射率; ω 是基频的圆频率.

在模拟计算中所需的各个参量之值如下:

$$d_{\text{eff}} = 17.7 \times 10^{-9} \text{ e.s.u.} \quad (\text{对于 KTP 晶体})^{[9]},$$

$$l = 1 \text{ cm}, I_s = 8.11 \text{ MW/cm}^2, T = 5 \text{ ns}, \sigma/h\nu = 4.27 \text{ cm}^2/\text{J} \quad (\text{对于 Nd:YAG}),$$

$$\tau = 2.7 \times 10^{-4} \text{ s}, r = 0.1 \text{ cm}, \zeta = 5.28 \times 10^{-13}.$$

当模拟计算进行到受激发射远超过自发辐射(两者相差一两个数量级)时, 可以略去 $\alpha_k \zeta$ 项. 这时周期结构已经形成. 记下此时的平均光强, 并使 M 个脉冲组成的起始脉冲集合具有这一平均光强. 取 $T = 5 \text{ ns}$, 实验上得到激光器的输出脉冲宽度约为 $100 \text{ ps}^{[12]}$, 但是在锁模过程开始时脉冲较窄, 以后逐渐展宽, 所以取 $M = 100$ 比较合理^[10]. 脉冲集合中最大脉冲与次大脉冲的强度比取作 1.02, 其余脉冲的强度均按最概然分布^[12], 则置信度为 93%.

由于起初的脉冲强度很低, 所以可假定在一次渡越中, 集合中各个脉冲获得的增益是常数; 只在所有脉冲皆完成该次渡越后, 才计算增益所受的总消耗而给出下一次渡越的新的增益. 这个计算采用的方程为

$$I_{k+1,i} = I_{k,i} + I_{k,i}(\alpha_k - \gamma + \ln r_2) \quad (i = 1, 2, \dots, M), \quad (13)$$

$$\alpha_{k+1} = \alpha_k - \alpha_k \left(\frac{2\sigma}{h\nu} I_s T \right) \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M I_{k,i} - \alpha_k \frac{T}{\tau} + \alpha_0 \xi \frac{T}{\tau}, \quad (14)$$

以及(6),(8),(10),(11)式, 但要把(10),(11)式中的 I_k 换作 $I_{k,i}$. $I_{k,i}$ 是集合中第 i 个脉冲在第 k 次渡越时的光强.

当光强很强时, 计算机在按(10)式计算时取 $\eta = 1$, 于是(11)式的分母为零, 计算不能正常进行. 这时必须采用(11)式的近似式. 令 $\varepsilon = \exp(-2\sqrt{bI_{k,i}})$, 当 $\sqrt{bI_{k,i}} \rightarrow \infty$ 时, ε 是无穷小量, 则

$$\sqrt{\eta} = \tanh(\sqrt{bI_{k,i}}) \approx 1 - 2\exp(-2\sqrt{bI_{k,i}}) = 1 - 2\varepsilon. \quad (15)$$

经过一些运算可得到

$$\frac{\tanh(\sqrt{BbI_{k,i}}) - \sqrt{\eta R_{2\omega}/B}}{1 - \sqrt{\eta R_{2\omega}/B} \cdot \tanh(\sqrt{BbI_{k,i}})} \approx \frac{R_{\omega} - R_{2\omega} \varepsilon^{\sqrt{R_{2\omega}-1}}}{R_{\omega} + R_{2\omega} \varepsilon^{\sqrt{R_{2\omega}-1}}}. \quad (16)$$

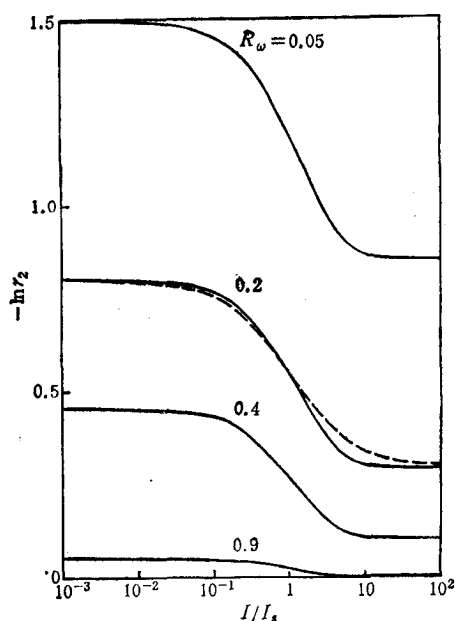
当 $R_{2\omega} = 1$ 时, (16)式简化为

$$\frac{\tanh(\sqrt{BbI_{k,i}}) - \sqrt{\eta/B}}{1 - \sqrt{\eta/B} \cdot \tanh(\sqrt{BbI_{k,i}})} \approx \frac{R_{\omega} - 1}{R_{\omega} + 1}. \quad (17)$$

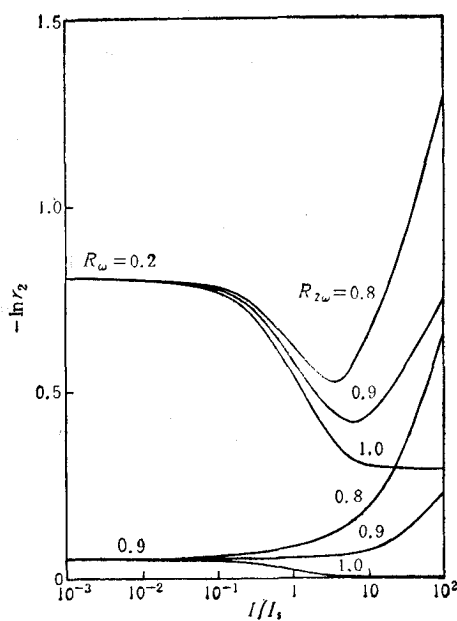
当 $\sqrt{bI_{k,i}}$ 大于 10 或 20 时, 就不用(11)式, 而用(16)式或(17)式进行计算.

图 1 给出非线性反射镜产生的损耗 $(-\ln r_2)$ 随光强而变化的曲线. 为了作比较, 在

图 1(a) 中还给出某一可饱和吸收体溶液的吸收系数 κ 随光强而变化的曲线。由图 1 可知, 当 $R_{2\omega} = 1$ 时, 非线性反射镜的非线性与可饱和吸收体的非线性很相似, 所以预计用非线性反射镜锁模的特性类似于可饱和吸收体锁模的特性。还可以从图 1 看出, $-\ln r_2$ 的非线性随着 R_ω 的减小而增大, 但是 $-\ln r_2$ 之值也随之增加, 所以猜测对于 R_ω 存在一个最佳值。



(a) $R_{2\omega} = 1$, R_ω 值在曲线上标出, 虚线是某一可饱和吸收体溶液的吸收系数 ($\kappa = [0.5108/(1 + I/I_s)] + 0.2939$) 随 I/I_s 而变化的曲线



(b) R_ω 值在曲线的左边标出, $R_{2\omega}$ 值在曲线的右边标出

图 1 非线性反射镜产生的损耗 ($-\ln r_2$) 随归一化的无量纲光强 (I/I_s) 而变化的曲线横坐标为对数坐标

由图 1(b) 可知, $-\ln r_2$ 的非线性随着 $R_{2\omega}$ 的减小而变小; 在 $R_{2\omega} < 1$ 时, 光强大于一定值以后, $-\ln r_2$ 反而随着光强而增大; 在 $R_\omega \geq R_{2\omega}$ 时, $-\ln r_2$ 始终随着光强的增加而增大, 在这种情况下根本不能锁模。所以预计较小的 $R_{2\omega}$ 对于锁模是不利的, 应该使反射镜对二次谐波全反射。

三、模拟计算的结果

用上一节描述的模型, 改变 $b, \gamma, R_{2\omega}$ 和 R_ω 等参量之值作计算机模拟。发现对于参量 $b, \gamma, R_{2\omega}$ 和 R_ω 的每一组取值, 可以求出泵浦速率超阈值 ξ 的一个范围, 在这个范围内发生很好的甄别, 实现完善锁模。如果 ξ 太小或太大, 对脉冲的选择和甄别不充分, 就不能获得好的锁模。

为了判别锁模的质量, 引入二次谐波增强比 (SHER) 这一物理量, 其定义为

$$\text{SHER} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M I_i^2 / \left(\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M I_i \right)^2. \quad (18)$$

如果经过选择和甄别以后在集合中只保留一个脉冲,那么显然 $\text{SHER} = M$ 。如果不是这种理想情况,只要其他脉冲包含的总能量小于最大脉冲能量的 $1/10$ (即 $\sum_{i=2}^M I_i < I_1/10$), 可以认为这是良好的锁模。经过简单的运算便求出这时的 $\text{SHER} > 82.6$ (对于 $M = 100$), 所以取 $\text{SHER} = 82.6$ 作为好的锁模的判别标准。

通过模拟计算可知,在一定条件下,当 ξ 从 1 开始逐渐增大的时候,输出脉冲达到峰值时的 SHER 随之从一个很小的值开始逐渐变大。当 ξ 增大到一定数值时,在输出峰值下的 SHER 突然迅速上升到大于 82.6, 这表示激光器实现了完善锁模。定义这时的泵浦速率为锁模阈值,用 f_{th} 来表示。再引入锁模超阈值 ξ' 这个物理量,其定义为

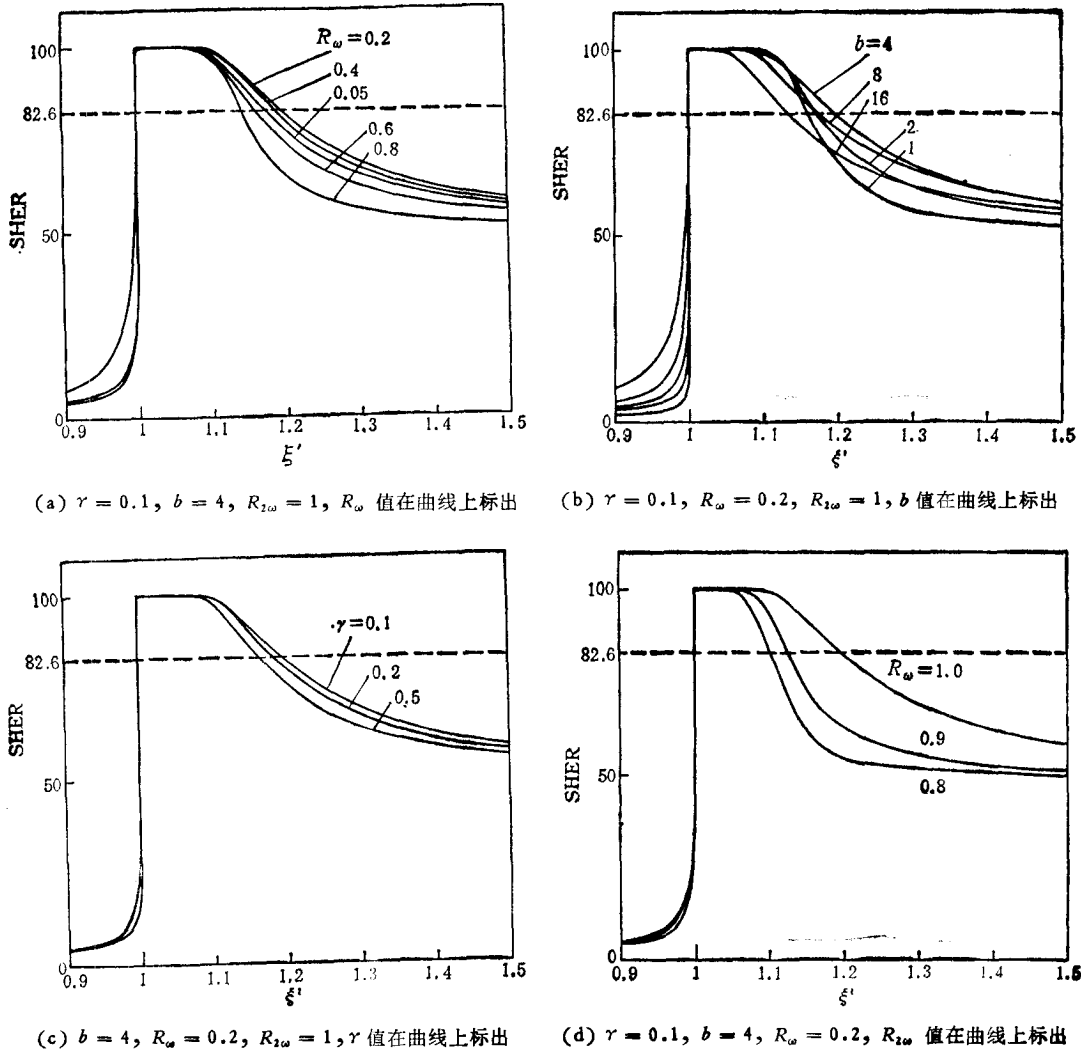


图 2 在输出峰值下的 SHER 对锁模超阈值 ξ' 作图

$$\xi' = \frac{f}{f_{th}}. \quad (19)$$

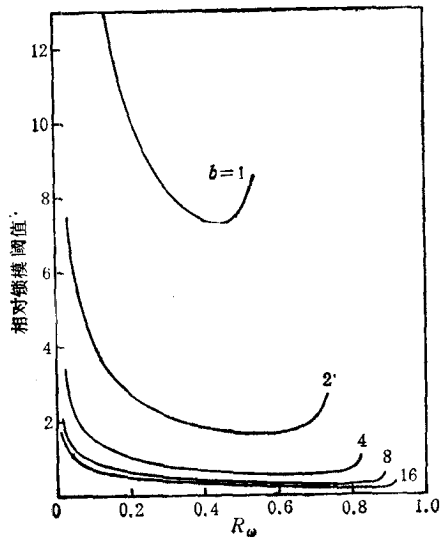
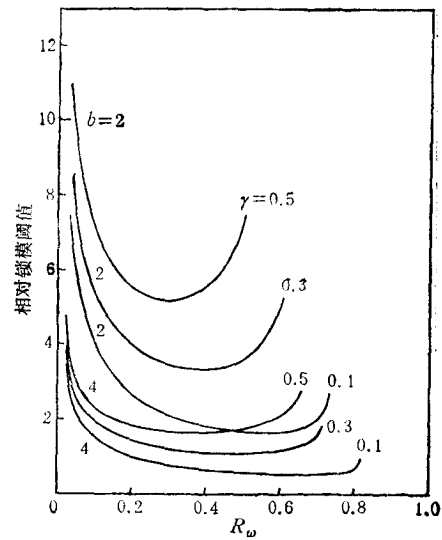
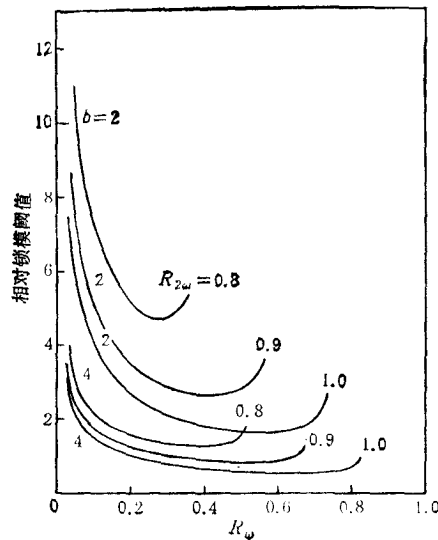
为了说明 $b, R_\omega, R_{2\omega}, \gamma$ 等参量如何影响锁模, 图 2 给出一些在输出峰值下的 SHER 对 ξ' 作图的曲线, 图 3 给出一些锁模阈值随 R_ω 变化的曲线.

从图 2 看到, 为了使 $\text{SHER} > 82.6$, ξ' 值必须在一定范围以内, 这一范围称之为“窗口”. 由图 2(a) 可知, 在 $\gamma = 0.1, b = 4, R_{2\omega} = 1$ 的情况下, $R_\omega = 0.2$ 时的窗口宽度最大, 为 19.7%; R_ω 减小到 0.05 时, 窗口宽度变窄为 17.6%; R_ω 增大到 0.8 时, 窗口宽度变窄为 14.4%. 在 $\gamma, b, R_{2\omega}$ 取其他值的大多数情况下, 最大窗口宽度也出现在 $R_\omega = 0.2$ 时. 由图 2(b) 可知, 在 $\gamma = 0.1, R_\omega = 0.2, R_{2\omega} = 1$ 的情况下, $b = 4$ 时的窗口宽度最大 (19.7%); b 减小到 1 时, 窗口宽度变窄为 16%; b 增大到 16 时, 窗口宽度变窄为 13.5%. 在 $\gamma, R_\omega, R_{2\omega}$ 取其他值的大多数情况下, 最大窗口宽度也出现在 $b = 4$ 时. 由图 2(c) 可知, 在 $b = 4, R_\omega = 0.2, R_{2\omega} = 1$ 的情况下, 窗口宽度随着 γ 的增加而变窄. 在 $b, R_\omega, R_{2\omega}$ 取其他值的所有情况下, 窗口宽度都是随着 γ 的增加而变窄. 由图 2(d) 可知, 在 $\gamma = 0.1, b = 4, R_\omega = 0.2$ 的情况下, 窗口宽度随着 $R_{2\omega}$ 的减小而变窄, 而且变窄得较快, 在 $R_{2\omega} = 0.8$ 时窗口宽度为 10.3%, 与 $R_{2\omega} = 1$ 时的窗口宽度相比, 变窄了将近一半. 在 γ, b, R_ω 取其他值的所有情况下, 窗口宽度都是随着 $R_{2\omega}$ 的减小而变窄.

从图 3 可以看出, 对于给定的 γ, b 和 $R_{2\omega}$, 为了以高概率实现好的锁模, R_ω 值必须在一定的范围内; R_ω 太大或太小, 超出了这个范围, 就不能以高概率实现好的锁模. 例如, 在 $\gamma = 0.1, b = 1, R_{2\omega} = 1$ 的条件下, R_ω 值的范围大约是 0.05 到 0.54 (这条曲线的相对锁模阈值大于 13 的部分没有在图 3(a) 中画出); 在 $\gamma = 0.1, b = 2, R_{2\omega} = 1$ 的条件下, R_ω 值的范围大约是 0.03 到 0.73. 由图 3(a), 图 3(b) 和图 3(c) 分别可知, R_ω 值的这个范围随着 b 的增大而扩大, 随着 γ 的增加而变小, 以及随着 $R_{2\omega}$ 的减小而变小. 虽然图 3 中的曲线是对于一定的 b, γ 和 $R_{2\omega}$ 值画的, 但上述三个结论对于其他所有的情况都是正确的. 在 $b = 1, \gamma = 0.1, R_{2\omega} = 0.9$ 时, 对所有的 R_ω 值都不能以高概率实现好的锁模; 如果 $\gamma > 0.1$ 或 $R_{2\omega} < 0.9$, 则对实现锁模更不利. 在 $b = 2, \gamma = 0.4, R_{2\omega} = 0.8$ 时, 对所有的 R_ω 值都不能以高概率实现好的锁模; 如果 $\gamma > 0.4$ 或 $R_{2\omega} < 0.8$, 则更不利于锁模.

从图 3 还可以看出, 每一条锁模阈值随 R_ω 变化的曲线都有一个极小值. 例如, 在 $\gamma = 0.1, R_{2\omega} = 1, b = 1$ 时, 极小值在 $R_\omega = 0.44$ 处; 在 $\gamma = 0.1, R_{2\omega} = 1, b = 2$ 时, 极小值在 $R_\omega = 0.53$ 处; 在 $\gamma = 0.1, R_{2\omega} = 1, b = 4$ 时, 极小值在 $R_\omega = 0.62$ 处. 在 $b \geq 4$ 时, 或者在 $b = 2, R_{2\omega} = 1, \gamma = 0.1$ 时, 在极小值附近锁模阈值的变化是平缓的. 由图 3(a), (b) 和 (c) 分别可知, 锁模阈值随着 b 的增大而降低, 随着 γ 的增加而升高, 以及随着 $R_{2\omega}$ 的减小而升高. 从图 3(a) 可知, 在 $\gamma = 0.1, R_{2\omega} = 1$ 的条件下, 当 b 从 4 减小到 1 时, 锁模阈值升高得相当快, 相当多; 而当 b 从 4 增大到 16 时, 锁模阈值降低得不多.

必须指出, (9) 式只适用于平面波二次谐波产生的情况. 当 b 很大时, 在非线性晶体处的光束截面积很小, 必须考虑衍射效应, 这时 (9) 式不再成立. 所以在这种情况下锁模阈值很可能并不随着 b 的增大而降低.

(a) $\gamma = 0.1$, $R_{2\omega} = 1$, b 值在曲线上标出(b) $R_{2\omega} = 1$, γ 值在曲线的右边标出, b 值在曲线的左边标出(c) $\gamma = 0.1$, $R_{2\omega}$ 值在曲线的右边标出, b 值在曲线的左边标出图 3 锁模阈值随 R_ω 变化的曲线 所有的锁模阈值都对于 $\gamma = 0.1$, $b = 4$, $R_\omega = 0.2$, $R_{2\omega} = 1$ 时的锁模阈值归一化

为了使激光器易于锁模,锁模稳定,锁模质量好,希望激光器的锁模阈值低,并且有较宽的锁模窗口。考虑这两个因素,推知激光器参量的最佳值。在上面的叙述中已经知道,随着 γ 的增加或 $R_{2\omega}$ 的减小,锁模阈值升高,锁模窗口变窄,能够以高概率实现好的锁模的 R_ω 取值范围变小。所以显然应该使激光器的损耗系数越小越好,应该使反射镜对二次谐波全反射 ($R_{2\omega} = 1$)。由于在 $b = 4$ 时锁模窗口宽度最大,当 b 从 4 开始减小时,窗

口宽度变小,同时锁模阈值升高,因此 $b = 4$ 显然优于 $b < 4$; 当 b 从 4 开始增大时,窗口宽度变小,同时锁模阈值降低,但是锁模阈值降低得不多,再考虑到(9)式对于大的 b 值不成立,可能实际上锁模阈值并不降低,因此认为 b 的最佳值应该大约是 4. 在 $\gamma = 0.1$, $R_{2\omega} = 1$, $b = 4$ 的条件下,在 $R_{\omega} = 0.2$ 时锁模窗口宽度最大,在 $R_{\omega} = 0.62$ 时锁模阈值最低,但在 $R_{\omega} = 0.5$ 到 0.62 这一区域中锁模阈值相差不多, R_{ω} 从 0.2 增加到 0.5 时,窗口宽度略为变小,但锁模阈值同时也降低了一些,所以认为 R_{ω} 的最佳值在 0.2 到 0.5 之间。

接着对 $l = 3\text{mm}$ 的 KTP 晶体作同样的模拟计算,在计算时除了改变 I_1 值以外,其他一切都不变,现在 $I_1 = 90.1\text{MW/cm}^2$. 计算的一些结果如图 4 和图 5 所示. 图 4 给出一些在输出峰值下的 SHER 对 ξ' 作图的曲线,图 5 给出一些锁模阈值随 R_{ω} 变化的曲线。

计算结果表明,损耗系数 γ 应该越小越好,反射镜对二次谐波的反射率应该是 $R_{2\omega} = 1$. 这与 $l = 1\text{cm}$ 的 KTP 晶体的情况是一样的。

由图 4(a) 可知,在 $\gamma = 0.1$, $R_{\omega} = 0.25$, $R_{2\omega} = 1$ 的情况下, $b = 40$ 时的窗口宽度最大,为 19.5%. 在 $b = 8$ 时,虽然 SHER 可以超过 82.6,但是达不到 100,最大只能到大约 92; R_{ω} 值必须在 0.19—0.29 这一很窄的范围内才能使 SHER 超过 82.6,但与 100 相差相当多. 这说明在 $b = 8$ 时,只有在苛刻的条件下才能勉强实现锁模. 为了实现完善锁模,至少要求 $b \geq 10$. 由图 4(b) 可知,在 $\gamma = 0.1$, $b = 4$, $R_{2\omega} = 1$ 的情况下, $R_{\omega} = 0.25$ 时窗口宽度最大。

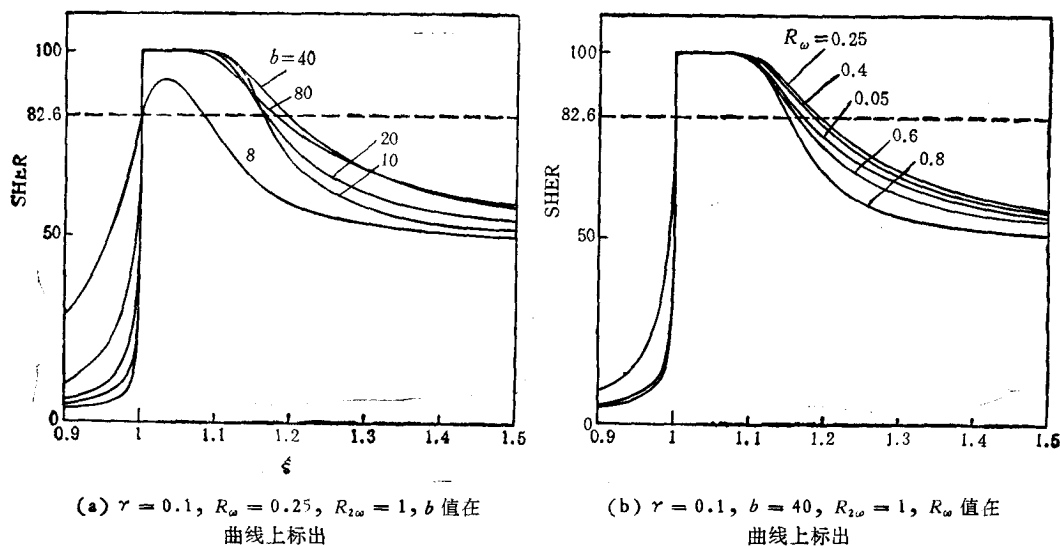


图 4 对于 3mm 长的 KTP 晶体,在输出峰值下的 SHER 对锁模超调度 ξ' 作图

由图 5 可知,能够以高概率实现好的锁模的 R_{ω} 取值范围随着 b 的增大而扩大,锁模阈值随着 b 的增大而降低. 当 b 从 40 减小到 10 时,锁模阈值升高很多;而当 b 从 40 增大到 80 时,锁模阈值降低得不多。

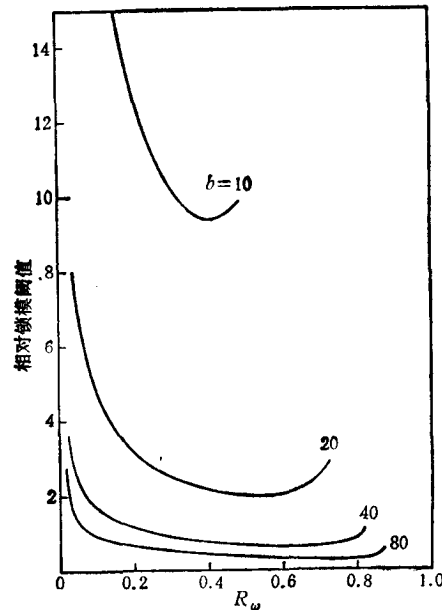


图5 对于 3mm 长的 KTP 晶体,锁模阈值随 R_ω 变化的曲线 所有的锁模阈值都对于 $\gamma = 0.1$, $b = 40$, $R_\omega = 0.25$, $R_{L\omega} = 1$ 时的锁模阈值归一化; $\gamma = 0.1$, $R_{L\omega} = 1$, b 值在曲线上标出

根据与前面一样的判断标准, b 的最佳值大约是 40, R_ω 的最佳值在 0.25 到 0.5 之间。但是在实验中要实现这么大的光束截面比是很困难的,而且照射到晶体上的光强不允许超过损伤阈值,这也限制了 b 值不能太大。再考虑到对于这么大的 b 值(9)式根本不能用,实际上 b 的最佳值一定比 40 小得多,而 b 小到 8 以下就难以实现完善锁模。当 b 值在 10 到 16 的范围内时,计算得出的锁模阈值很高,在实验上做起来可能相当困难。所以预计用 $l = 3\text{mm}$ 的 KTP 晶体实现完善锁模比较困难。为了实现完善锁模, KTP 晶体的长度最好等于或大于 3mm。

最后对 $l = 1\text{cm}$ 的 KDP 晶体作同样的模拟计算,现在 $d_{\text{eff}} = 3.6 \times 10^{-23} \text{ MKS}^{(3)}$, $I_s = 1.54 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 。计算结果表明,为了使输出峰值下的 SHER 达到接近于 100, b 值要大于 160。这在实验上是不能实现,也不允许的。所以预言,用 KDP 晶体几乎不能以高概率实现好的锁模。

四、结 论

已经用涨落模型对于采用一个反射率随光强而改变的非线性反射镜进行被动锁模的 Nd:YAG 激光器作了理论计算,通过计算可以预言实现完善锁模的激光器最佳参量,得出以下结论:

1. 应该选择等效非线性系数大的非线性晶体作为构成非线性反射镜的倍频晶体。KTP 晶体适用于这种锁模激光器,晶体长度最好大于 3mm; KDP 晶体则不适用。对于其他非线性晶体,可以按(12)式计算 I_s , 要求 I_s 小于大约 35MW/cm^2 。

2. 激光束在增益介质处和在倍频晶体处的截面比 b 的最佳值大约是 4.
3. 反射镜对于基频的反射率 R_ω 的最佳值在 0.2 到 0.5 之间.
4. 反射镜应该对二次谐波全反射 ($R_{2\omega} = 1$).
5. 激光器的损耗系数 γ 应该越小越好.

本理论计算结果可直接与实验结果作比较, 现在关于这种锁模激光器的实验报道还不多, 只能与文献[2]的实验报道作比较. 该文的激光器腔长为 94cm, $T = 6.25\text{ns}$; 本文计算中取 $T = 5\text{ns}$, 两者并无本质区别. 在该文中反射镜的 $R_{2\omega} = 1$, $R_\omega = 0.25$; 计算得出的最佳值是 $R_{2\omega} = 1$, $R_\omega = 0.2-0.5$. 该文中所用的非线性晶体是中国科学院福建物质结构研究所提供的 KTP 晶体, 虽未说明其长度, 但根据福建物质结构研究所生长 KTP 晶体达到的水平, 提供长度大于 5mm 的优质晶体是不成问题的; 本文计算表明, 应采用长度大于 3mm 的 KTP 晶体. 该文的激光腔中采用一个望远镜系统, 因此光束截面比 b 应该是几倍; 本文计算得出的最佳值是 $b = 4$. 由此可见, 两者定性地符合得很好. 所以我们的理论计算得出的结论可以指导这种新型锁模激光器的研制工作.

- [1] K. A. Stankov, *Appl. Phys.*, **B45**(1988), 191.
- [2] K. A. Stankov, J. Jethwa, *Opt. Commun.*, **66**(1988), 41.
- [3] J. R. M. Barr, *Opt. Commun.*, **70**(1989), 229.
- [4] P. G. Kryukov, V. S. Letokhov, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8**(1972), 766.
- [5] W. H. Glenn, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**(1975), 8.
- [6] 朱振和、霍崇儒, 物理学报, **30**(1981), 178.
- [7] F. Zernike, J. E. Midwinter, *Applied Nonlinear Optics*, John Wiley & Sons, New York, (1973).
- [8] A. Yariv, *Quantum Electronics* 2nd ed., John Wiley & Sons, New York, (1975), p. 405.
- [9] J. Q. Yao, T. S. Fahlen, *J. Appl. Phys.*, **55**(1984), 65.
- [10] 朱振和, 物理学报, **34**(1985), 426.

THEORETICAL CALCULATION OF A NEW METHOD OF MODE-LOCKING FOR LASERS

ZHU ZHEN-HE

Department of Physics, Central Nationalities Institute, Beijing, 100081

HUO CHONG-RU

Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing, 100080

(Received 9 March 1990)

ABSTRACT

A fluctuation model is suggested in this paper for the mode-locked laser incorporating a nonlinear mirror with intensity dependent reflection coefficient. Computer simulation with this model is conducted for varied parameters of Nd: YAG lasers and for two kinds of nonlinear crystal (KTP and KDP). The optimum parameters and conditions under which perfect mode-locking will be achieved are predicted according to the simulation calculation.

PACC: 4260F