

CPM, Nd:YAG 激光器脉宽计算公式的探讨

吴逢铁 张文珍

(电气技术系)

摘要 首次将 Kuhlke 脉宽计算公式应用于 CPM, Nd:YAG 激光器并对公式进行讨论, 代入实验数据由计算机处理作出归一脉宽同小信号增益间的关系曲线, 并同 CPM 染料激光器进行比较, 最后提出脉宽公式应用于 CPM, Nd:YAG 激光器中的修正。

关键词 碰撞脉冲锁模(CPM), 脉冲宽度, 弛豫时间

0 引言

1981年美国贝尔实验室的 Fork 等人首次在染料激光器中实现了碰撞脉冲锁模(CPM)。第一次将激光脉冲压缩至 fs 量级, 使超短光脉冲技术获得了革命性的飞跃, 对超快过程的研究提供了必不可少的重要手段。自 CPM 技术出现以来, 有关 CPM 染料激光器的锁模机制及运转特性已有较详细的研究^[1-3], 而对 CPM, Nd:YAG 激光器虽有不少实验方面的研究报导^[4-7], 但理论上研究极少。本文首次将 Kuhlke 脉宽计算公式用于 CPM, Nd:YAG 激光器并进行理论和实验的讨论, 由我们的实验数据作出归一脉宽和小信号增益间的函数曲线, 并同 CPM 染料激光器进行比较, 指出 Kuhlke 公式应用于 CPM, Nd:YAG 激光器的局限并提出修正。

1 公式的导出和假设

在处理 CPM 染料激光器过程中, Kuhlke 采用半经典理论^[1], 首先从麦克斯韦波方程出发, 结合修正的原子密度矩阵方程(考虑原子碰撞影响)在速率方程近似和缓变振幅近似下, 导出了吸收体的耦合方程

$$\frac{\partial q}{\partial t} = - \left[\frac{\tau_{13}^0 |\mu_{13}^0|^2}{2\hbar^2} \right] L_1^2 [q(|\tilde{A}_1|^2 + |\tilde{A}_2|^2) + P\tilde{A}_1^* \tilde{A}_2 + P^* \tilde{A}_1 \tilde{A}_2^*] + \frac{n^0 - q}{T_{21}^0}, \quad (1)$$

● 本文1991-11-05收到。

$$\frac{\partial p}{\partial x} = - \left[\frac{\tau_{13}^2 |\mu_{13}^2|^2}{2\hbar^2} \right] L_b [q \tilde{A}_1^* \tilde{A}_2 + p (|\tilde{A}_1|^2 + |\tilde{A}_2|^2)] - \frac{P}{T_{21}^*}, \quad (2)$$

其中 L_b 为 $L_b = [1 + 2i \frac{\omega_b - \omega_L}{\Delta\omega_b}]^{-1}$ 的实数部分, L_b 考虑了激光器中各元件的带宽极根而引入的“唯象滤波器”, 它代表相干作用的总效果. 参数 $q(x, t)$, $p(x, t)$ 为空间傅里叶分量, 即为瞬态粒子数分布光栅的平均分量和基波分量. $\tilde{A}_1(x, t)$, $\tilde{A}_2(x, t)$, 为相向传播两列波的复振幅, T_{21}^* 为饱和吸收体的弛豫时间.

利用旋波近似, 可求出脉冲振幅方程, 即

$$\frac{1}{V} \frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial x} = - \frac{1}{2} \sigma^b L_b (q \tilde{A}_1 + p \tilde{A}_2), \quad (3)$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial x} = - \frac{1}{2} \sigma^b L_b (q \tilde{A}_2 + p^* \tilde{A}_1), \quad (4)$$

其中, $\sigma^b = \mu_{0\omega_L} C \tau_{13} |\mu_{13}^2| / \hbar$ 为染料吸收截面, V 为波传播的群速度.

方程(1)~(4)描述了饱和吸收体对通过它的相向传播脉冲的影响, 该方程可用逐次近似法求解. 假设: (1) $T \ll T_{21}^* \ll U$, T 和 U 分别为脉宽和谐振腔的往返时间; (2) $l^b \ll VT$, l_b 和 VT 分别为吸收体长度和脉冲空间长度; (3) $K_0 = \sigma^b n^b l^b \ll 1$, K_0 为小信号吸收, n^b 为吸收体的粒子数密度. 由假设(1), Kuhlke 在运算时略去方程(1)~(4)中的弛豫项. 解方程(1)~(4)可分别求出脉冲通过放大介质、饱和吸收体、色散元件及输出耦合镜后的场强. 考虑激光器的稳定条件, 要求脉冲在谐振腔内一周的往返需再现其形状, 最后可导出归一脉冲公式为

$$\Delta\omega T = \sqrt{\frac{2}{5K_0}} \frac{1}{m\epsilon}. \quad (5)$$

其中 $\Delta\omega$ 为带宽极限元件的频带宽度, m 为脉冲通过饱和吸收体和放大介质的横向吸收截面比. 公式(5)中的脉冲能量

$$\epsilon = \frac{3mK_0 - \alpha_0(1 + 2\Delta)}{(15/2)m^2K_0} + \left\{ \frac{3mK_0 - \alpha_0(1 + 2\Delta)}{(15/2)m^2K_0} \right\}^2 + \frac{\alpha_0 - K_0 - \tau}{(15/2)m^2K_0} \Bigg\}^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

其中 τ 为耦合输出的损耗. 这里

$$\Delta = [\exp(U/2T_{21}^*) - 1]^{-1}. \quad (7)$$

2 公式的讨论及实验检验

现在就公式(5)、(6)进行半定量的讨论, 得出一些有意义的结果. 进而对我们的 CPM, Nd:YAG 激光器的实验结果进行讨论.

1) CPM 激光器可获较窄脉宽. 由公式(5), (6)得

$$\begin{aligned} \Delta\omega T &= \sqrt{\frac{2}{5K_0}} \frac{1}{m\epsilon} \\ &= \sqrt{\frac{2}{5K_0}} \frac{1}{\frac{3mK_0 - \alpha_0(1 + 2\Delta)}{(15/2)m^2K_0} + \left\{ \frac{3mK_0 - \alpha_0(1 + 2\Delta)}{(15/2)m^2K_0} \right\}^2 + \frac{\alpha_0 - K_0 - \tau}{(15/2)m^2K_0}}^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (8)$$

由表达式可知,在其它参数给定的情况下,若 m 增加, $\Delta\omega T$ 减小,则脉宽 T 也减小.对 CPM 激光器来说,无论什么时候只有一个光脉冲通过放大介质,而总是有两个光脉冲同时通过饱和吸收体,所以 m 比普通驻波腔被动锁模激光器大3—4倍^[8],因而 CPM 激光器可获得较窄的脉宽.

2)最佳饱和吸收体浓度.同样由公式(5)、(6)有

$$\Delta\omega T = \frac{4}{m} \sqrt{\frac{2}{5} \frac{1}{\frac{3mK_0 - \alpha_0(1+2\Delta)}{(15/2)m^2 \sqrt{K_0}} + \left\{ \left[\frac{3mK_0 - \alpha_0(1+2\Delta)}{(15/2)m^2 \sqrt{K_0}} \right]^2 + \frac{\epsilon_0 - K_0 - T}{(15/8)m^2} \right\}^{\frac{1}{2}}}}}. \quad (9)$$

把上式对 K_0 进行求导并令其等于零,可得到 $\Delta\omega T$ 的极值.由于 $K_0 = \sigma^b n^b l^b$ 正比于饱和吸收体浓度 n^b ,若改变染料的浓度, K_0 也随之改变.因此,可利用表达式(9)进行计算和预测最佳饱和吸收体浓度以获得最短的激光脉冲输出.我们实验得出的结果为:稳定腔的最佳饱和吸收体浓度 $T_0 \approx 50\%$,输出锁模脉冲串能量为10mJ,脉冲宽度为10ps,最窄脉宽为7ps.

3)实验验证.在 CPM, Nd:

YAG 激光器实验中,有关参数为谐振腔往返时间: $U = 2L/C = 2 \times 1750/3 \times 10^{11} = 11.36\text{ns}$; Nd:YAG 介质的能量弛豫时间: $T_{21} = 30\text{ns}$;耦合输出损耗: $r = 0.5$;染料五里川溶于1,2-二氯乙烷的受激发射截面 $\sigma^b = 2.6 \times 10^{-16} \text{cm}^2$;粒子数密度: $n^b = 9.87 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ ($T_0 \approx 50\%$);饱和吸收体长度: $l^b = 1\text{mm}$;线中心小信号吸收: $K_0 = \sigma^b n^b l^b = 0.257$;横向吸收截面比: $m = \sigma^b L_b^b / \sigma^a L_a^a \approx \sigma^b / \sigma^a = 4$.将以上参数代入公式(5)——(7),并由计算机进行处理,可得出归一脉宽 $\Delta\omega T$ 同小信号增益 α_0 间的关系曲线,如图1中的曲线(1).为了进一步研究染料浓度对输出脉宽的影响,在其它参数不

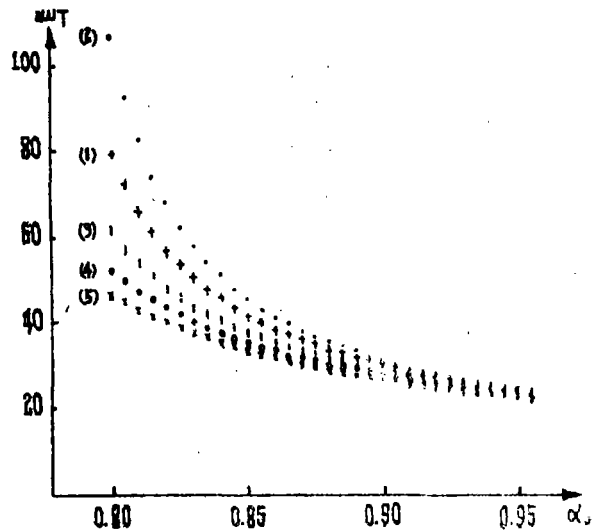


图1 归一脉宽和小信号增益间的函数曲线

变的情况下,改变染料粒子数密度(即改变染料浓度),作出相应的函数曲线,如图1中的曲线(2)——(5),其相应的粒子数密度分别为: (2) $n^b = 10.38 \times 10^{15}/\text{cm}^3$; (3) $n^b = 9.23 \times 10^{15}/\text{cm}^3$; (4) $n^b = 8.65 \times 10^{15}/\text{cm}^3$; (5) $n^b = 8.08 \times 10^{15}/\text{cm}^3$.

4)曲线的讨论.由图1可见,不同的染料浓度(即不同的粒子数密度 n^b)对应不同的曲线.对相同的小信号增益它们脉宽有不同的值,低的小信号增益其脉宽差别较大,随着 α_0 的增大,这一差别趋于零.对同一染料浓度(图中同一曲线),归一脉宽随着小信号增益 α_0 的增加而减小.

将图中的曲线同文献[1]中的 CPM 染料激光器[图3(1)]进行比较可得到如下结果:它们有相似的曲线和变化趋势,但 CPM, Nd:YAG 激光器的脉宽比 CPM 染料激光器大得多,其函数曲线也较为陡峭,稳定范围内的小信号增益也较大.关于脉宽差异可作如下解释:通常 Nd:YAG 激光器的增益线宽比染料激光器的增益线宽小(例如:对 Nd:YAG, $\Delta\nu_F \approx 6.5 \text{ cm}^{-1}$, 而对若丹明 6G, $\Delta\nu_F \approx 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$), 而锁模的脉冲宽度同增益线宽近似成反比, 因而 CPM, Nd:YAG 激光器的脉宽比 CPM 染料激光器宽.

3 存在问题及公式修正

由图1可见,在稳定区域内,CPM, Nd:YAG 激光器的小信号增益很大,而实际上 Nd:YAG 激光器的增益系数的量级约为 $10^{-3} - 10^{-2} / \text{cm}$ (在 Nd:YAG 中 Nd^{3+} 的跃迁截面 $\sigma = 4.6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, 阈值粒子数反转密度 $\Delta N = N_2 - N_1 \approx 1.8 \times 10^{16} / \text{cm}^3$, 增益系数 $\alpha = \sigma(N_2 - N_1) = 4.6 \times 10^{-19} \times 1.8 \times 10^{16} \approx 8.28 \times 10^{-3} \text{ cm}$), 我们认为造成这一较大误差的原因在于所使用的公式.

Kühlke 脉宽公式是针对 CPM 染料激光器,公式(5)~(6)的导出曾假设 $T \ll T_{21}^* \ll U$, 即饱和和吸收体的能量弛豫时间, T_{21}^* 远大于脉冲宽度 T (CPM 染料激光器满足这一条件), 由此,在公式推导过程中略去方程(1)、(2)的弛豫项,而这一假设对 CPM, Nd:YAG 激光器是不成立的. CPM, Nd:YAG 激光器的输出脉宽均为 10ps, 而五甲川的二氯乙烷染料的弛豫时间 $T_{21}^* = 9 \pm 1 \text{ ps}$ ^[9], 即 $T \approx T_{21}^*$. 这样,若用 Kühlke 脉宽公式来计算 CPM, Nd:YAG 激光器,在推导归一脉宽公式时应保留方程(1)、(2)中的弛豫项.

4 总结

通过对 Kühlke 归一脉宽公式的讨论,从理论上说明了碰撞脉冲锁模激光器的输出脉宽比普通直腔式被动锁模激光器的输出脉宽窄;理论上指出由式(9)可求出最佳饱和和吸收体浓度以获得最窄的脉宽输出. 将 Kühlke 脉宽公式用于 CPM, Nd:YAG 激光器,由实验数据作出归一脉宽同小信号增益间的曲线. 曲线指出,在相同的小信号增益情况下,不同的染料浓度对应不同的脉宽,而同一染料浓度的归一脉宽随着小信号增益的增大而减小. 实验曲线同 CPM 染料激光器的曲线具有相似的变化趋势,但稳定区域的小信号增益较大. 因此,我们认为可用 Kühlke 脉宽公式处理 CPM, Nd:YAG 激光器或 CPM 固体激光器,但必须对公式进行修正,归一脉宽公式的推导应包括方程(1)、(2)中的弛豫项.

对林星教授和 Manuela Fe H. Tarroja 博士的有益帮助,在此表示感谢.

参 考 文 献

- [1] Kühlke, D., Rudolph, W. and Wilhelmi, B., *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-19(1983), 526.
- [2] Yoshizawa, M. and Kobayashi, T., *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-20(1984), 797.

- [3] 陈钺涛等,染料碰撞脉冲锁模的理论研究,中国激光,14,2(1987),65.
- [4] Vanherzeele, H. et. al., *Appl. Opt.* 20, 20(1981), 3484.
- [5] 林星等,对撞脉冲锁模 Nd:YAG 激光器的研究,光学学报,5,3(1985),794.
- [6] 刘一先等,对撞脉冲锁模 Nd:YAG 激光器的实验研究,光学学报,6,1(1986),1.
- [7] 吴逢铁等,对撞脉冲锁模激光器若干问题的探讨,华侨大学学报(自然科学版),7,4(1986),384.
- [8] Stix, M. S., and Ippen, E. P., *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-19(1983), 520.
- [9] 邱佩华等,十一甲川和五甲川染料的吸收和弛豫时间,物理学报,31,2(1982),243.

A Study on a Formula for Computing the Pulse Width of CPM, Nd:YAG Laser

Wu Fengtie Zhang Wenzhen

(Department of Electric Technique)

Abstract For computing the pulse width of CPM, Nd:YAG laser, Kühlke's formula is applied for the first time and the formula itself is discussed. After substituting experiment data in the formula, a relationship graph of normalized pulse-width against small signal gain is plotted by a computer. The results are then compared with that from CPM dye laser. A modification of this pulse-width formula for applying in CPM, Nd:YAG laser is proposed finally.

Key words colliding pulse mode-locking (CPM), pulse width, relaxation time