自锁模钛宝石激光脉冲频谱的多峰结构

赵尚弘　王屹山　陈国夫　王贤华　侯　洵
(中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

摘要　从自相位调制和四波混频过程两方面等价地解释了自锁模钛宝石脉冲在超宽带宽时出现的频谱多峰结构. 由此得出一个重要结论: 频谱多峰结构出现与否正是判断自锁模激光器腔内群色散补偿是否接近完全的标记.

关键词　钛宝石　Kerr 透镜锁模　频谱　自相位调制　四波混频

在自锁模钛宝石激光器中, 对 $Sech^2$ 形的脉冲(中心波长 $\lambda_0 = 790$ nm), 根据变换限制条件, 如果脉宽在 10fs 左右, 则带宽应达到 70 nm. 最近报道的一些 10fs 左右的超短脉冲实验中, 脉冲带宽均在这一值以上. 当脉冲带宽达到这一范围时, 频谱由类 Gauss 型变成了双峰或三峰结构[1~4]. 这一现象已开始引起人们的重视, 有人用孤子微扰论的方法解析处理脉冲在光纤中的类似现象[5]; 有人对自锁模钛宝石激光器中的情形进行了数值模拟[6]. 众所周知, 增益介质(如钛宝石) 中的自相位调制效应(SPM) 是导致脉冲频谱展宽的关键因素. 自然地, 当脉冲带宽展宽时出现的多峰结构理应与 SPM 有关. 因此, 本文用 SPM 的规律来解释这种现象的形成机理.

1　实验系统和超宽带宽的频谱多峰结构

在我们自行设计的 2 mm 钛宝石 Z 形带宽扩展腔自锁模振荡器[7]实现自锁模运转后, 调节远端棱镜 P_2 插入光路的深度, 用二次谐波自相关仪实时观测脉冲宽度变化, 用光栅光谱仪测定脉冲带宽和中心波长. 实验中发现, 当逐渐插入棱镜时, 脉冲逐渐变窄, 同时带宽变宽, 中心波长蓝移. 起始脉冲光谱呈类 Gauss 型分布, 在某一位置开始出现一个旁峰. 若进一步推进棱镜, 则带宽加宽的同时, 在主峰两侧各出现一个旁峰, 这就是所谓的脉冲频谱的多峰结构, 如图 1 所示.

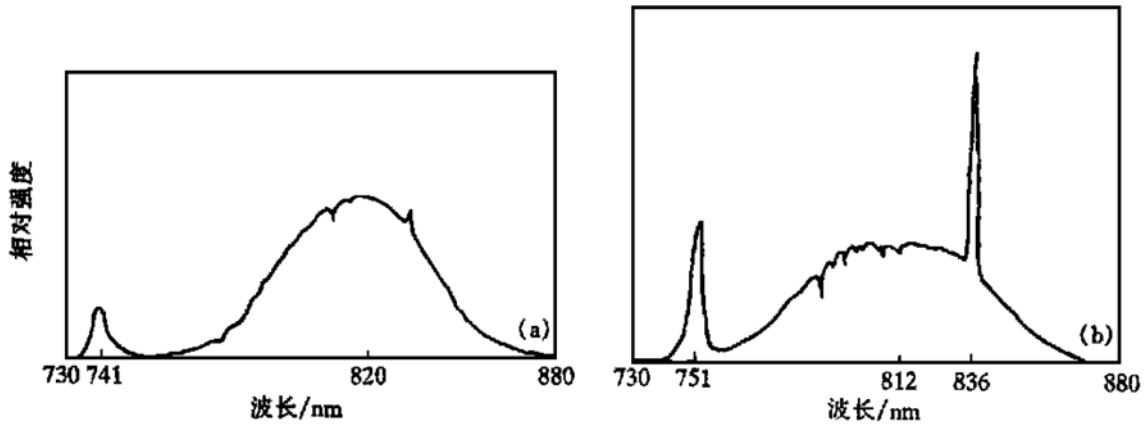


图 1　自锁模脉冲频谱的多峰结构
(a) 双峰, (b) 三峰

有一点可以明确, 逐渐推进棱镜 P_2 的过程是减少腔内总的负色散的过程. 因此, 根据脉冲宽度与腔内色散的简单线性关系[8] 可知, 脉冲宽度自然会变窄. 另外, 在推进棱镜的过程中, 由于蓝光端的频谱成分逐渐进入棱镜, 脉冲功率重新分布, 中心波长蓝移也就不难理解. 下面主要讨论频谱多峰结构的形成机理.

2 自相位调制和四波混频

在自锁模激光器中, 增益介质中的 Kerr 效应引起的光束自聚焦是形成脉冲自锁模的一种自幅度调制可饱和机制, 而此时增益介质的折射率变成

$$n = n_1 + n_2 |E(t, z)|^2, \tag{1}$$

其中 n_1 是线性折射率, n_2 是非线性折射率, $|E(t, z)|^2$ 是光强度. 由此在长为 L 的距离上引入的非线性相移为

$$\varphi_{NL} = n_2 k_0 |E(t, z)|^2 L, \tag{2}$$

这种与时间有关的非线性相移使脉冲不同部位以不同速度传输, 表现为所谓的自相位调制效应. 可见 SPM 是 Kerr 效应的时域模拟. 非线性相移导致的频率啁啾为

$$\delta\omega = -\frac{\partial \varphi_{NL}}{\partial t} = -\frac{\partial (n_2 k_0 |E|^2)}{\partial t}. \tag{3}$$

这一方面产生新的频率成分使脉冲频谱展宽; 另一方面, 相同的频率啁啾有可能出现在 2 个不同的时刻, 这会使脉冲在两个不同点有相同的瞬时频率, 这等价于 2 个具有同一频率但具有不同相位的波, 根据它们之间的相位差可发生相加或相消的干涉. 正是这种干涉结果形成了脉冲频谱的振荡特性, 在特定的时刻就可能表现为多峰结构. 与光纤中的情形类似, 频谱的峰值个数 M 与非线性相移 φ_{NL} 的最大值有以下近似关系[9]:

$$\varphi_{max} = (M - 1/2)\pi. \tag{4}$$

而由(2) 式得 φ_{NL} 的最大值为

$$\varphi_{max} = \left| \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \right| W_0 L, \tag{5}$$

其中 W_0 是腔内脉冲的峰值功率, L 是增益介质钛宝石长度的 2 倍(两次通过), A_{eff} 是有效光束截面, λ_0 是中心波长. 在我们的实验中, 当用 5 W 的功率泵浦时, 可输出脉冲平均功率 75 mW (输出率 4%), 重复率 93 MHz, 则腔内单脉冲能量为 20 nJ, 此时测得脉冲光谱带宽为 67 nm. 由于此时已观察到频谱多峰现象, 这表明腔内的群色散已补偿到接近 0, 脉冲啁啾已很小. 根据变换限制, 此时腔内脉冲宽度应在 10 fs 左右, 至少为 15 fs(腔外测量结果), 由此可得 $W_0 = 1.33 \times 10^6$ W. 对钛宝石, $n_2 = 5.1 \times 10^{-15}$ cm^2/W[10], $\lambda_0 = 812$ nm, $A_{eff} = \pi(25\ \mu m)^2$, 利用(5) 式可计算得 $\varphi_{max} \approx 9.6$, 这正好对应于 $3 < M < 4$, 即频谱三峰的情形.

另一方面, 从频域来看, SPM 还可看作是一种四波混频过程. 这是因为: 在强场作用下(如超短激光脉冲), 任何电介质对光场的响应都表现为非线性特征, 如在钛宝石中, 光引起的极化强度 P 与光波电场 E 的非线性关系为

$$P = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} \vdots EEE + \cdots], \tag{6}$$

其中 $\chi^{(1)}$ 是线性极化率, $\chi^{(2)}$ 是对应于二次谐波等非线性过程的二阶极化率, 只有非中心对称的介质才不为 0(一般不予考虑); $\chi^{(3)}$ 是三阶极化率, 它对应于诸如自聚焦、三次谐波、四波

混频等过程, 因此第三项即是我们要考虑的非线性极化率 P_{NL}. 注意到光的 X 方向线偏振特性, 则 $\chi^{(3)}$ 张量只有一个分量 $\chi^{(3)}_{XXXX}$ 才对 P_{NL} 有贡献, 由此可得到非线性折射率为

$$n_2 = (3/8n_1)\chi^{(3)}_{XXXX}. \tag{7}$$

显然, 前述的 SPM(n_2 表征) 可看成是一种四波混频过程($\chi^{(3)}_{XXXX}$ 表征). 由(5) 式可知

$$P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vdots EEE. \tag{8}$$

现考虑 4 个频率为 ω_1, ω_2, ω_3 和 ω_4 均沿 X 方向偏振的 4 个光波场, 总的光场为

$$E = 1/2 \sum E_j \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + \text{c. c}, \tag{9}$$

式中 $k_j = n_j \omega_j / c$, c. c 表示复共厄. 假定光波均沿 z 方向传播, 则由(8) 和(9) 式可得

$$P_{NL} = 1/2 \sum P_j \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + \text{c. c}, \tag{10}$$

其中任一 P_j 均由 3 个电场积的项组成, 如对 P_4 有

$$P_4 = (3\varepsilon_0/4)\chi^{(3)}_{XXXX}\{[|E_4|^2 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2)]E_4 + 2E_1E_2E_3\exp(i\phi_+) + 2E_1E_2E_3\exp(i\phi_-)\}, \tag{11}$$

式中

$$\phi_+ = (k_1 + k_2 + k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t,$$
$$\phi_- = (k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t.$$

显然, (11) 式中的第一个[ ] 中的项表示自相位调制和交叉相位调制, 而剩下的两项就是四波混频过程. 前一项为 3 个光子湮灭而产生 1 个光子的情形, 即 $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$, 最特殊的情形是 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$ 的三次谐波产生过程; 还有 $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$ 的频率上转换过程 $\omega_4 = 2\omega_1 + \omega_3$. 通常在激光器腔内功率不足够高, 很难满足这些过程所要求的相位匹配条件, 因而这些过程很难实现. 后一项为 ω_1 和 ω_2 两光子湮灭, 同时产生 ω_3 和 ω_4 的过程, 而且 $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$. 要实现这一过程, 要求相位匹配条件 $\Delta k = 0$, 即

$$\Delta k = k_1 + k_2 - k_3 - k_4 = 0. \tag{12}$$

最典型的情形是 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ 的所谓部分简并四波混频过程, 特别是在自锁模激光器腔内, 中心频率为 ω_0 的脉冲在带宽变宽、脉冲变窄时, 峰值功率明显提高, 这时就可激发部分简并的四波混频过程:

$$\omega_0 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_0 \tag{13}$$

或

$$2/\lambda_0 = (1/\lambda_3 + 1/\lambda_4). \tag{13}$$

还可利用耦合波方程导出部分简并时表征各波强度的耦合系数为[11]

$$g_j = (2\pi/n_1 c)\omega_j \chi^{(3)}_{XXXX} E_0^2 \quad (j = 0, 3, 4). \tag{14}$$

以上分析表明, 随着脉冲频谱展宽, 脉冲变窄, 腔内峰值功率提高, 就会导致部分简并的四波混频过程, 脉冲会在原来主峰两侧激发出 2 个旁峰. 若将图 1 所示实验结果 $\lambda_0 = 812$ nm, $\lambda_3 = 751$ nm, $\lambda_4 = 836$ nm 代入(13) 式, 正好满足这一关系. 而且验证文献[8] 所得的数值模拟结果也完全符合这种部分简并四波混频条件. 由此可见, 部分简并四波混频过程正是形成脉冲频谱多峰结构的过程, 也是脉冲功率分布由于出现多峰而趋于均衡从而展宽脉冲光

谱带宽的过程. 另一方面, 从(11)式也可发现, 满足部分简并四波混频相位匹配条件后($\Phi_+ = 0$ 时, 自然有 $\Phi_- = 0$), P_4 就全由相位调制项组成, 即

$$P_4 = (3\varepsilon_0/4)\chi^{(3)}_{XXXX}[|E_4|^2E_4 + 4|E_0|^2E_4 + 4|E_0|^2E_3 + |E_3|^2E_4]. \quad (15)$$

同理有

$$P_3 = (3\varepsilon_0/4)\chi^{(3)}_{XXXX}[|E_3|^2E_3 + 4|E_0|^2E_3 + 4|E_0|^2E_4 + |E_4|^2E_3]. \quad (16)$$

由此可见, 所谓自相位调制和部分简并四波混频过程其实都是同一过程的不同表述而已. 这也充分说明脉冲频谱的多峰结构之所以可由自相位调制效应等价解释的原因. 值得注意的是, (13)式表明, 只有部分简并的四波混频过程才会引起实验中所观察到的三峰结构.

另外我们注意到, 在出现频谱三峰之前可观察到只在主峰蓝光端出现一个明显的旁峰(图 1(a)), 而红光端的旁峰未观察到. 这是由于不同频率的耦合系数不同, (14)式表明, 长波长处激发的旁峰 ω_4 的耦合系数 g_4 很小, 因而在带宽不是很宽时由于腔内峰值功率不够高, 振荡表现就不明显, 不易被观测到. 只有进一步增加带宽(脉冲变窄)时才可观测到, 实验反复证明了这一现象.

3 结语

作者首次从自相位调制和四波混频过程两方面等价地解释了自锁模钛宝石脉冲在超宽带宽时出现的频谱多峰结构. 从该研究我们也发现, 频谱多峰结构是否出现正是判断腔内群色散是否接近完全补偿的标志, 这一结论对从自锁模激光器中获得 10 fs 以下的脉冲实验研究具有重要意义.

致谢 本工作为国家攀登计划“飞秒激光技术与超快过程研究”资助项目.

参 考 文 献

1 Asaki M T, Huang Ch P, Garvey D, et al. Generation of 11fs pulses from a mode-locked Ti: sapphire laser. Opt Lett, 1993, 18: 977~ 979
2 Zhou J P, Taft G, Huang Ch P, et al. Pulse evolution in a broad-bandwidth Ti: sapphire laser. Opt Lett, 1994, 19: 1 149~ 1 151
3 Stingle A, Spielmann Ch, Krausz F, et al. Generation of 11 fs pulses from a Ti; S laser without the use of prisms. Opt Lett, 1994, 19: 204~ 206
4 Kasper A, Witte K J. 10 fs pulse generation from a unidirectional Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire ring laser. Opt Lett, 1996, 21: 360~ 362
5 Brabec T, Spielmann Ch. Limits of pulse shorting in solitary lasers. Opt Lett, 1994, 17: 748~ 750
6 Hermann J, Kalosha V P, Muller M. High-order phase dispersion in femtosecond Kerr-lens mode-locked solid-state laser: sideband generation and pulse splitting. Opt Lett, 1997, 22: 236~ 238
7 王屹山, 陈国夫, 赵尚弘, 等. 带宽扩展腔产生 15 fs 脉冲实验研究. 光学学报, 1997, 9: 1 185~ 1 188
8 Brebec T, Spielman Ch, Krausz F. Mode locking in solitory lasers. Opt Lett, 1991, 15: 1 961~ 1 963
9 Agrawal G P. Nonlinear Fiber Optics. New York: Academic Press, 1989. 89
10 干福熹, 邓佩珍. 激光材料. 上海: 上海科技出版社, 1996. 162
11 董孝义. 光波电子学. 天津: 南开大学出版社, 1987. 227

(1997-07-16 收稿)