

氩离子激光器的二次谐波锁模

鲍晓毅 吴存恺

(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

提 要

本文给出了氩离子激光器的二次谐波锁模的原理和特性。在本文的实验方案中,在氩离子激光腔中,任何时间都存在两个光脉冲,而且模间隔提高了二倍,激光器的平均输出功率提高了二倍。理论上解释了实验现象。

一、引 言

具有基频调制的氩离子激光器的锁模特性,无论在实验上还是在理论上都作了广泛的研究^[1~4]。但是,用二倍基频调制频率来做锁模氩离子激光器,目前尚未见报道。

之所以要研究二次谐波锁模的氩离子激光器,是因为锁模氩离子激光器通常被用作同步泵浦染料激光器的泵浦源。染料的荧光寿命一般只有几个 ns,而通常泵浦激光的脉冲间隔为十几个 ns,这样,脉冲间的转换得不到充分地利用,由自发辐射使能量损耗掉;另外,同步泵浦染料激光器要求染料激光器的腔长与泵浦激光器的腔长相匹配,这就要求染料激光器的腔长拉长到与氩离子激光器的腔长一样,这不仅降低了稳定性,而且给调整带来了困难;最后,由于模间隔较窄,于是模数增多,分给每个模式的能量就要降低。

采用二次谐波锁模的氩离子激光器作泵浦源,可以部分地解决上述问题,由于重复频率增大一倍,使脉冲间隔由原来 105 MHz 时的 10 ns 缩短至 210 MHz 时的 5 ns。此时已基本上与染料的荧光寿命相近,这就使得能量被充分利用;与此同时,染料激光器的腔长也缩短了一倍,提高了激光器的稳定性,给激光器的调节也带来了好处;此外,由于模间隔增大一倍,模数相应减少了一倍,因此分配给每个模式的能量增多。在脉宽不变的情况下,由于脉冲的重复频率提高一倍,相应的平均输出功率也得到了提高。另一个优点是,模间隔的增大,意味着可以用 ps 脉冲做多脉冲激光光谱,而且在没有损失分辨率的情况下,使自由光谱范围增加了约二倍。

本文报道了氩离子激光器的二次谐波锁模的实验研究,实验发现,当调制频率有微小的变化时,脉冲重复频率会出现或者工作在基频或者工作在二次谐波频率的“跳模”现象,理论解释了所观察到的实验现象。

二、实验装置和结果

采用的实验装置如图 1 所示。当不加驱动源(即超高频功率发生器关闭)时,氩离子激

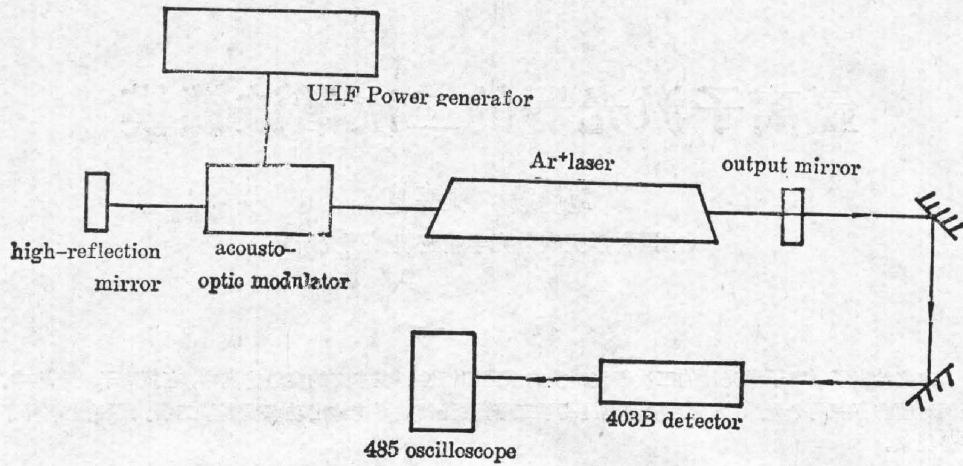


Fig. 1 Experiment 1 set-up of the second-harmonic mode-locking of Ar^+ laser

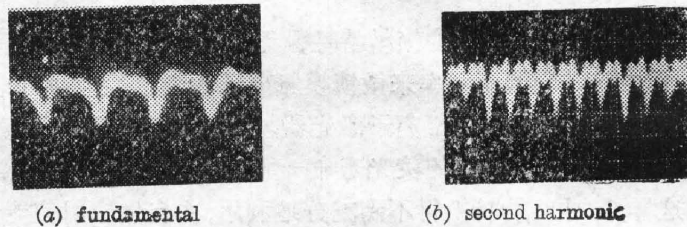


Fig. 2 Output of mode-locked Ar^+ laser

光器的输出为 200 mW, 当加入驱动功率时, 输出功率为 40 mW。

基频锁模的调制频率为 105 MHz, 二次谐波锁模的调制频率为 210 MHz, 其锁模结果如图 2 所示。图 2(a)、(b) 相应于 5 ns/div 扫描时间, 图 2(a) 和 (b) 的纵坐标分别对应 20 mV/div 和 10 mV/div。

由图 2 可以看到, 二次谐波锁模的氩离子激光器与基频锁模的氩离子激光器与基频锁模的情况相比, 输出的重复频率确实提高了一倍。这样, 在脉冲幅度差不多相同的情况下, 输出的平均功率也会提高。

另外, 我们在实验中还观察到了“跳模”现象。即在与氩离子激光器腔长相匹配的调制频率处, 输出脉冲的重复间隔为 5 ns, 但是当调制频率大于或小于匹配频率零点几个兆赫时, 会出现重复间隔为 10 ns 的脉冲, 此种情况的实验结果示于图 3 中。图 3(a) 对应着调制

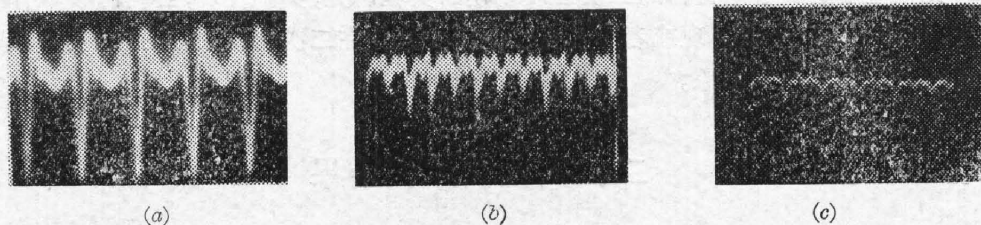


Fig. 3 Mode jumping observed in the output of the mode-locked Ar^+ laser when the modulation frequency is changed slightly

频率低于或高于匹配频率零点几个 MHz 时的情况; 图 3(b) 对应着调制频率等于匹配频率的情况; 图 3(c) 对应着从图 3(a) 过渡到图 3(b) 过程中一个工作状态。

从上述实验现象来看, “跳模”现象还是频率失配带来的影响。由于声光调制器的调制频率和氩离子激光器的腔长相匹配, 所以频率的漂移等价于腔长的失配。将频率改变零点几兆赫相当于腔长改变零点几毫米。

三、理论讨论

根据 Lamb 理论对上面描述的“跳模”现象试给以解释, 设损耗调制用极化率以

$$\Delta\chi''(z, t) = \Delta\chi''(z)(1 + \cos\nu_M t) \quad (1)$$

来表示^[2]。式中 ν_M 为调制器的调制频率。该损耗项对极化强度的贡献为

$$P(z, t) = \sum_n \varepsilon_0 \Delta\chi''(z, t) E_n(t) \sin[\nu_n t + \phi_n(t)] u_n(z), \quad (2)$$

$$u_n(z) = \sin \frac{(\nu_0 + n)}{L} \pi z, \quad (3)$$

其中 ν_0 是与 ω_0 相对应的纵模数, 腔内电场可以表示成如下形式

$$E(z, t) = \sum_n E_n(t) \cos[\nu_n t + \phi_n(t)] u_n(z), \quad (4)$$

式中 $E_n(t)$ 和 $\phi_n(t)$ 分别为第 n 个模的慢变振幅和相位, L 是腔长。假定只考虑相邻模的耦合, 那末与第 n 模相应的极化强度分量可由下式给出

$$\begin{aligned} P_n(t) = & \frac{\varepsilon_0 \alpha_0 c}{\nu L} E_n \sin(\nu_n t + \phi_n) + \frac{\varepsilon_0 \alpha_c c}{\nu L} [E_{n+1} \cos(\phi_{n+1} - \phi_n) + E_{n-1} \cos(\phi_n - \phi_{n-1})] \\ & \times \sin(\nu_n t + \phi_n) + \frac{\varepsilon_0 \alpha_c c}{\nu L} [E_{n+1} \sin(\phi_{n+1} - \phi_n) - E_{n-1} \sin(\phi_n - \phi_{n-1})] \\ & \times \cos(\nu_n t + \phi_n), \end{aligned} \quad (5)$$

式中 α_0 和 α_c 的定义分别为

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{2\nu}{c} \int_0^L \Delta\chi'' u_n^2(z) dz, \\ \alpha_c &= \frac{\nu}{c} \int_0^L \Delta\chi'' u_{n+1}(z) u_n(z) dz, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中 α_0 为模自耦合系数, α_c 为模交叉耦合系数。于是, 由麦克斯韦方程可以得到场振幅和相位所满足的自治方程为

$$\dot{E}_n + \frac{\nu}{2} \left[\frac{1}{\theta_n} + \chi_n'' \right] E_n = \frac{\alpha_0 c}{2L} E_n - \frac{\alpha_c c}{2L} [E_{n+1} \cos(\phi_{n+1} - \phi_n) + E_{n-1} \cos(\phi_n - \phi_{n-1})], \quad (7)$$

$$\left[\dot{\phi}_n - n\Delta\nu + \frac{\nu}{2} \chi_n' \right] E_n = -\frac{\alpha_c c}{2L} [E_{n+1} \sin(\phi_{n+1} - \phi_n) - E_{n-1} \sin(\phi_n - \phi_{n-1})], \quad (8)$$

式中 $\Delta\nu = \partial\Omega_0 - \nu_M$, Ω_0 是模间隔, $\Delta\nu$ 是调制频率偏离纵模间隔的失谐量。

对于稳态, 即 $\dot{E}_n = 0$, $\dot{\phi}_n$ 为常数的情况, 方程(7)变为

$$\frac{\nu}{2} \left[\frac{1}{Q_n} + \chi_n'' \right] E_n = -\frac{\alpha_0 c}{2L} E_n - \frac{\alpha_c c}{2L} [E_{n+1} \cos(\phi_{n+1} - \phi_n) - E_{n-1} \cos(\phi_n - \phi_{n-1})]. \quad (9)$$

在我们所研究的锁模情况下, 有 $\phi_{n+1} - \phi_n = \phi_n - \phi_{n-1} = \phi$, 此时有

$$\left[\dot{\phi}_n - n\Delta\nu + \frac{1}{2} \nu \chi_n' \right] E_n = - \frac{\alpha_0 c}{2L} (E_{n+1} - E_{n-1}) \sin \phi, \quad (10)$$

$$- \frac{\nu L}{\alpha_0 c \cos \phi} \left[\frac{1}{Q_n} + \chi_n'' + \frac{\alpha_0 c}{\nu L} \right] E_n = E_{n+1} + E_{n-1}. \quad (11)$$

我们知道贝塞尔函数具有关系式

$$2k\Gamma^{-1} J_k(\Gamma) = J_{k+1}(\Gamma) + J_{k-1}(\Gamma),$$

将(11)式与贝塞尔函数关系式比较可知

$$\frac{1}{\Gamma} = \frac{\nu L}{\alpha_0 c \cos \phi} \left[\frac{1}{Q_n} + \chi_n'' + \frac{\alpha_0 c}{\nu L} \right] \frac{1}{2m}, \quad (12)$$

于是有

$$E_n = J_{-m}. \quad (13)$$

贝塞尔函数有如下关系式成立

$$J_{-m}(\Gamma) = (-1)^m J_m(\Gamma),$$

这样一来,公式(4)可改写成

$$\begin{aligned} E(z, t) &= \sum_{m=0}^{\infty} J_{-m}(\Gamma) \cos[\nu_m t + \phi_m(t)] u_m(z) \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} J_{-m}(\Gamma) \cos[\nu_m t + \phi_m(t)] u_m(z) + \sum_{m=0}^{\infty} J_{-m}(\Gamma) \cos[\nu_m t + \phi_m(t)] u_m(z) \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m J_m(\Gamma) \cos[\nu_m t + \phi_m(t)] u_m(z) - \sum_{m=0}^{\infty} J_m(\Gamma) \cos[\nu_m t + \phi_m(t)] u_m(z) \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} [(-1)^m - 1] J_m(\Gamma) \cos[\nu_m t + \phi_m(t)] u_m(z). \end{aligned} \quad (14)$$

当 $m=2k$ 时, 上式为零; 当 $m=2k+1$ 时, 上式迭加成原来振幅的二倍。在推导公式(14)时, 我们取 $n_0=0$, 所以有 $u_m(z) = -u_{-m}(z)$ 。

下面我们来看一下(12)式中各项的物理意义。首先考虑 χ_n'' 的物理含义和数学表达式。对于原子跃迁的一般情况, 无论在空间上和频率上都是均匀的, 这样洛伦茨复数激光极化率 χ_n 作为频率和模数 n 的函数可以在 $n=0$ 附近展开且只保留二次项得

$$\chi_n = i\chi_0'' \left[1 + 2i \left(\frac{n\nu_M}{\Delta\omega_0} \right) \right]^{-1} \doteq i\chi_0'' \left(1 - \frac{4n^2\nu_M^2}{\Delta\omega_0^2} \right) + 2\chi_0'' \frac{n\nu_M}{\Delta\omega_0} = \chi_n' + i\chi_n'', \quad (15)$$

式中 χ_0'' 为原子共振线中心频率处所对应的模(即 $n=0$ 模)的极化率。于是得到

$$\chi_n'' = \chi_0'' \left(1 - \frac{4n^2\nu_M^2}{\Delta\omega_0^2} \right). \quad (16)$$

Q_n 是第 n 模的 Q 值, 它与单程功率损耗 α_n 有关, 可表示为

$$\alpha_n = \frac{\nu L}{c} \frac{1}{Q_n}, \quad (17)$$

在一般情况下, α_n 与 n 无关, 所以可令 $\alpha_n = \alpha$ 。由于假设小损耗, 通过调制元件的各单程功率损耗可表示为

$$\alpha(t) = \frac{\nu L}{c} \Delta\chi''(1 + \sin \nu_M t), \quad (18)$$

由(17)式可得

$$Q = \frac{\nu L}{c\alpha} = \frac{1}{\Delta\chi''(1 + \sin \nu_M t)}. \quad (19)$$

于是(12)式变为

$$\frac{1}{T} = \frac{\nu L}{\alpha_0 c \cos \phi} \left[\Delta\chi''(1 + \sin \nu_M t) + \chi_0'' \left(1 - \frac{4n^2 \nu_M^2}{\Delta\omega_0^2} \right) + \frac{\alpha_0 c}{\alpha L} \right] \cdot \frac{1}{2m}. \quad (20)$$

由上述的讨论可知, 当我们调节 ν_M 时, 相当于改变 M 的大小, 于是引起场振幅发生变化, 这正是图 3(a)、(b) 和 (c) 所给出的实验结果, 即当调制频率 ν_M 改变时, 出现模式增长或衰减的变化。

当调节 ν_M , 使得 M 为偶数条件满足时, 就出现图 3(a) 所示的情况; 若不满足 M 为偶数的条件时, 就是图 3(b) 和 (c) 的情况, 这就从理论上解释了在二次谐波锁模的氩离子激光器中所观察到的“跳模”现象。

参 考 文 献

- [1] M. H. Crowell; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1965, **QE-1**, No. 1 (Jan), 12.
- [2] A. J. DeMaria, D. A. Steuser; *App. Phys. Lett.*, 1965, **7**, No. 1 (Jul), 71.
- [3] S. L. Heising, S. M. Jarrett; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1971, **QE-7**, No. 2 (Feb), 205.
- [4] S. L. Heising, S. M. Jarrett; *App. Phys. Lett.*, 1971, **18**, No. 5 (Mar), 516.
- [5] O. P. McDuff, S. E. Harris; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1971, **QE-3**, No. 1 (Jan), 101.

Second harmonic mode-locking of an Ar⁺ laser

BAO XIAOYI AND WU CUNKAI

(Laboratory of Laser Spectroscopy, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei)

(Received 12 December 1985; revised 5 Mar 1986)

Abstract

In this paper we describe the principle and characteristics of the 2nd harmonic mode-locking of an Ar ion laser. In our experiment, there are two light pulses in an Ar ion laser cavity at any time and the mode spacing for the 2nd harmonic mode-locking of the Ar ion laser is about 210 MHz, twice that of the fundamental. This increases the average output power of the Ar ion laser by a factor of two. A theoretical explanation for the observed phenomena is presented.