

用于提高种子注入 Nd·YAG 激光器性能的一种光学补偿方法的设计计算*

李 峰 陆祖康 赵 岚 张海平 丁志华

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

摘 要 分析了利用干涉法实现腔模锁定的种子激光器的工作原理, 在此基础上提出了利用偏转检偏器法补偿由于信号处理引起的滞后, 为种子注入激光器的腔模锁定技术提供了新的改进方法, 可方便而有效地控制从振荡器的输出光质。

关键词 种子注入 Nd·YAG 激光器, 腔模锁定, 干涉法, 检偏器。

1 引 言

自 1980 年 Park 首次提出的主动型锁定振荡器的种子注入 Nd·YAG 激光器以来^[1], 此类激光器的研究已得到了长足的进展。而改善注入式激光器性能的一个重要因素是腔模锁定技术。该技术的目的是使从激光器谐振腔稳定工作在其一个纵模频率与种子光频率相匹配的状态, 即所谓的腔模匹配。目前人们提出了许多腔模锁定的方法, 其中较为典型的方法有脉冲建立时间法^[2, 3]和干涉法^[4, 5]。脉冲建立时间法通过检测 Q 开关脉冲建立时间 t , 利用在腔模匹配时 t 最小的特点使腔一直处于动态平衡中, 该方法较适用于稳定的环境。干涉法则利用注入场泄漏信号的干涉, 得到腔模匹配情况的信息反馈, 并用快速电路进行信号的检测、处理并及时控制 Q 开关。由于干涉法有很强的抗干扰性, 能在变化的环境中正常工作, 因而得到了广泛的应用。但由于反馈信息的处理与 Q 开关的控制等引起的信号滞后, 使 Q 开关打开点时刻不在腔模匹配的最佳点, 以致输出光质劣化。为此作者针对干涉法提出了一种光学补偿方法, 有效地改善了输出光质并且调节简单, 具有较大的研究与应用价值。

2 干涉法腔模锁定原理分析

利用干涉法实现腔模锁定的种子激光器系统如图 1 所示。半导体激光泵浦的 YAG 激光器作为主振荡器, 其输出的种子光注入至从激光器中。从激光器是一个典型的 Q 开关 Nd·YAG 激光器。一组 1/4 波片起到扭转模的作用以防止空间烧孔现象。假设 Q 开关为退压式电光晶体, 加压后相当于 1/4 波片, 在激光器系统中起切断光路的作用。

* 国家自然科学基金及中国工程物理研究院科学技术基金资助项目。

收稿日期: 1997-07-09; 收到修改稿日期: 1997-11-04

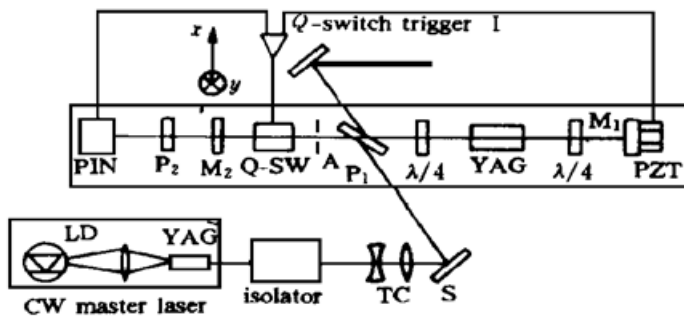


Fig. 1 Schematic of a diode-pumped injection-seeded Q-switched Nd:YAG laser system

当 Q 开关关闭时，注入光经偏振片 P₁ 后成为线偏振光(s 波) 进入激光腔，其中一部分光透过镜面 M₂ 到达 PIN 管；由于这时电光晶体起 1/4 波片的作用，另一部分光经 M₂ 反射后到 P₁ 处已成 p 波，故可通过检偏器 P₁ 并环腔一周后到达 M₂；这部分光又可分为两束光，其中一束光透过 M₂ 在 PIN 处与第一部分光发生干涉，而另一束光又被 M₂ 反射且经 1/4 波片后成 s 波，不能通过 P₁，故光场在激光腔

内不能振荡。干涉法就是通过线性扫描腔长并同时检测到达 PIN 管的两束相干光的干涉信号来判断腔模是否匹配。能否正确判断并实现注入光频与从激光器的某一纵模相匹配是注入成功与否的关键。如在腔模匹配时打开 Q 开关，从激光器将输出线宽接近傅里叶变换极限的光脉冲；而注入光频处于两个从激光器谐振腔纵模之间将会导致注入的完全失败。图 2(a)、图 2(b) 是对上述情形的计算机模拟结果，文献[6]列举了从实验中得到的类似结果。

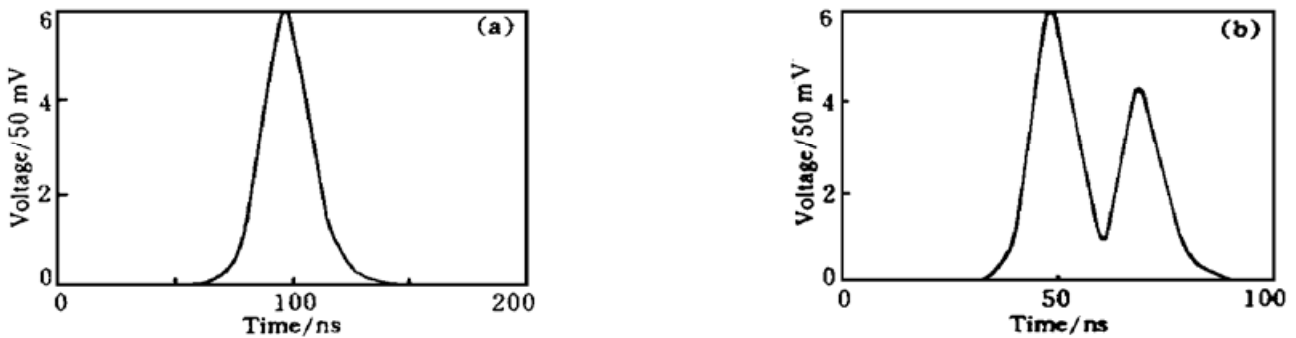


Fig. 2 The output of the slave laser for (a) Injecting on resonance with a cavity mode and (b) Injecting on partial resonance with a cavity mode

从理论上分析，可以得到如下结论：在 PIN 管上检测到干涉峰值时腔模恰好匹配，这时打开 Q 开关将得到单纵模的脉冲输出。然而在实际激光器系统中，由于干涉信号峰值的识别及 Q 开关的控制等处理过程将引入一定的延迟时间 Δt ，所以在高速扫描压电陶瓷(PZT) 驱动下不断变化的腔长在 Δt 时间内有一个改变量 ΔL ，这使 Q 开关打开时激光器已不再工作于腔模匹配点。为了解决上述问题，可利用旋转检偏器 P₂ 的方法，使其透光轴偏离图 1 所示的 y 轴方向获得与 y 轴的微小偏角 $\Delta\theta$ 而与 x 轴成 θ 角。只要适当地控制偏振片 P₂ 的旋转方向和 $\Delta\theta$ 的大小，就能在 PIN 管上提前 Δt 时间检测到干涉信号峰值。下面用数学方法对这一情形进行定量分析，推出 $\Delta\theta$ 、 Δt 及 ΔL 等参量之间的数学关系。

3 利用偏振片补偿信号滞后的原理及分析结果

考虑如图 1 所示的 Q 开关 Nd:YAG 激光器的机制。假设一个单频光场经偏振片 P₁ 反射进入从腔，这时在从腔内的是线偏振光 $E_{(xy)}$ ，用琼斯矢量表示为

$$E_{(xy)} = E_1 \exp(-i\omega t) \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

用 K 表示波矢，n、d 分别为电光晶体的折射率与长度，L₁ 为偏振片 P₁ 到镜面 M₁ 的有效光学长度，L₂ 为偏振片 P₁ 到镜面 M₂ 的有效光学长度，L₃ 表示从镜面 M₁ 到 PIN 管的有效光

学长度; θ 是偏振片 P_2 相对于 x 轴的夹角。

经过 Q 开关和偏振片 P_2 的第一部分光传输到 PIN 管处用琼斯矩阵表示为

$$E_2 = E_2 \exp \{i[K(nd + L_1) - \omega t]\} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \frac{1}{2} \sin 2\theta \\ \frac{1}{2} \sin 2\theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \\ E_2 \exp \{i[K(n'd + L_1) - \omega t + (\theta - \frac{\pi}{2})]\} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} = \\ E_2 \exp [i(a_1 - \omega t)] \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} \quad (2)$$

另一部分光经镜面 M_2 反射后, 环腔运行一周到达 PIN 管并考虑到半波损失, 这时的光场用琼斯矩阵表示为

$$E_3 = E_3 \exp \{i[K(3nd + 3L_1 + 2L_2) - 2\pi - \omega t]\} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \frac{1}{2} \sin 2\theta \\ \frac{1}{2} \sin 2\theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \\ E_3 \exp \{i[K(3nd + 3L_1 + 2L_2) - 2\pi - \omega t + (\frac{\pi}{2} - \theta)]\} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} = \\ E_3 \exp [i(a_2 - \omega t)] \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中

$$a_1 = K(n'd + L_1 + L_3) + (\theta - \frac{\pi}{2})$$

$$a_2 = K(3n'd + 3L_1 + 2L_2 + L_3) - 2\pi + (\frac{\pi}{2} - \theta)$$

干涉强度可用下式表示

$$I = E_2^2 + E_3^2 + 2E_2E_3 \cos (a_2 - a_1) \quad (4)$$

E_2^2 、 E_3^2 分别为两光波在 PIN 管处的强度

式中

$$a_2 - a_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(2n'd + 2L_1 + 2L_2) - 2\pi + 2(\frac{\pi}{2} - \theta) =$$

$$\frac{2\pi}{\lambda}2L - 2\pi + 2(\frac{\pi}{2} - \theta) \quad (5)$$

表示两光波在 PIN 管处的相位差。 L 表示激光器的有效腔长。在激光器其它参数确定的情况下, 干涉强度的大小随激光器的腔长 L 和 θ 角的变化而改变。令

$$\frac{2\pi}{\lambda}2L - 2\pi + 2(\frac{\pi}{2} - \theta) = 2m_0\pi \quad (6)$$

m_0 为某一正整数, 表示干涉级。当 L 与 θ 满足上式时, 将会在 PIN 管处接收到干涉强度峰值。在一个自由光谱程宽的扫描范围内, L 与 θ 之间是如图 4(a) 所示的线性关系。

腔长的改变通过压电陶瓷的逆压电效应来实现。假设腔长的改变方向与压电陶瓷长度的变化方向相同且压电陶瓷在电压线性调制信号源驱动下其伸缩量随电压也为线性变化。在实际的激光器系统中, 由于压电陶瓷的伸缩量很小, 这一假设是合理的。作者使用 $6 \mu s$ 的电压线性调制信号源驱动压电陶瓷, 并使从激光器获得两个自由光谱程宽的扫描范围, 则扫描一

个自由光谱程宽的时间为 $3 \mu\text{s}$ 。为方便表达起见，假设干涉信号是由两束等光强的光参与的，在这种情况下 PIN 管上接收到的干涉信号如图 3 所示。 C_1 、 C_2 表示 $\Delta\theta$ 分别为 0 和 $\pi/30$ (即 6°) 时的干涉信号。

由于压电陶瓷的长度随时间是线性变化的，因此可定义压电陶瓷的线性扫描速率 $S = |\Delta L/\Delta t|$ 来表示在压电陶瓷扫描过程中，其伸缩长度 Δl 与所需的时间 $\Delta t'$ 之比，特性曲线如图 4(b) 所示。

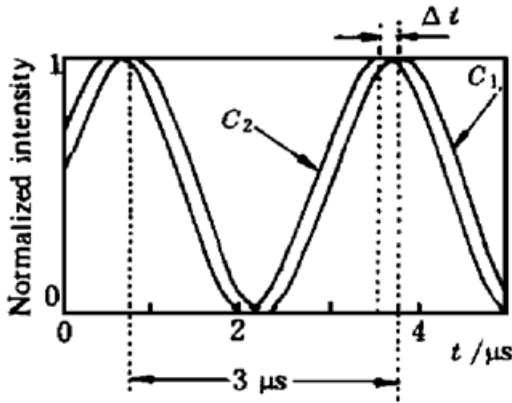


Fig. 3 Interference signal obtained from the PIN

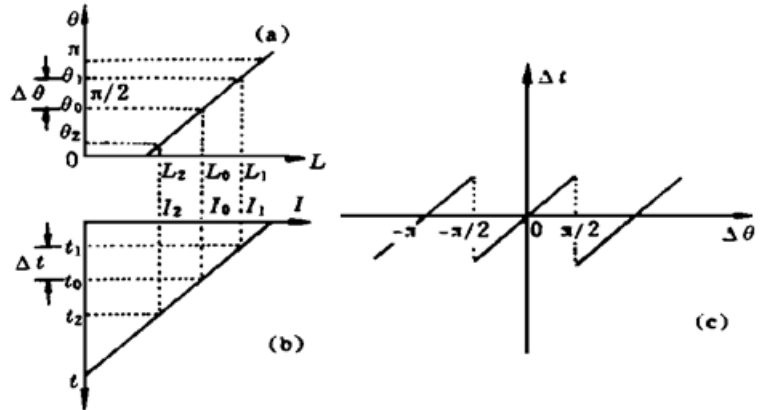


Fig. 4 The analysis diagram of peak measurement. (a) The cavity length L versus θ when the peak of interference signal is received on PIN, (b) The sweeping characteristic of PZT, (c) The relation between Δt and $\Delta\theta$

综合图 4(a)、(b)，可以直观地分析需检测峰值的时间提前量 Δt 与 θ 的变化量 $\Delta\theta$ 之间的关系。如激光器在时刻 t_0 达到腔模匹配，这时腔长 L 为 L_0 ， θ 为 $\theta_0 = \pi/2$ 。为了提前 Δt 时间即在 t_2 时刻检测到干涉强度的峰值信号，由图中所示的对应关系可知这时腔长是 L_1 ，相应的偏转角为 θ_1 。由图 4(a) 可知 (L_0, θ_0) 和 (L_1, θ_1) 这两对参数都满足(6)式，则有

$$\frac{2\pi}{\lambda} \times 2L_0 - 2\pi + 2\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0\right) = \frac{2\pi}{\lambda} \times 2L_1 - 2\pi + 2\left(\frac{\pi}{2} - \theta_1\right)$$

即

$$\theta_1 - \theta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}(L_1 - L_0) \tag{7}$$

定义 $\Delta L = L_1 - L_0$ ， $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_0$ 及 $\Delta t = t_0 - t_1$ ，并利用压电陶瓷的扫描速率 S 与 ΔL 的关系，(7)式可写为

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta L = \frac{2\pi}{\lambda}S\Delta t \tag{8}$$

Δt 与 $\Delta\theta$ 之间的关系如图 4(c) 所示(图中考虑到 $\Delta\theta$ 的周期性)。 Δt 取负值表示时间滞后于 t_0 的某个 t_2 时刻(图 4(b) 已标出)可在 PIN 管上检测到干涉信号峰值。在图 4 所示的实例中，当 $\Delta\theta$ 为 $\pi/30$ 时理论计算值 $\Delta t_{\text{理论}} = 0.1 \mu\text{s}$ 与实验测得值 $\Delta t_{\text{实验}} = 0.11 \mu\text{s}$ 基本相符。在实际系统中，通过微调 θ 角，可以更精确地控制干涉信号峰值出现的时间提前量。

结 论 分析计算与实验表明使用旋转检偏器 P_2 改变其透光轴与 x 轴之间的夹角 θ 可用来补偿由于检测、处理和控制在引起的信号延迟。此方法不仅调节简单而且不需改变系统结构就可以在较大的范围内方便地选择所需要的补偿量。

参 考 文 献

- [1] Y. K. Park, G. Giuliani, R. L. Byer, Single axial mode operation of a Q-switched Nd·YAG oscillator by injection seeding. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1984, **QE-20**(2) : 117~ 125
- [2] L. A. Rahn, Feedback stabilization of an injection-seeded Nd·YAG laser. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(7) : 940~ 942
- [3] R. L. Schmitt, L. A. Rahn, Diode-laser-pumped Nd·YAG laser injection seeding system. *Appl. Opt.*, 1986, **25**(5) : 629~ 633
- [4] S. W. Henderson, E. H. Yuen, E. S. Fry, Fast resonance-detection technique for single-seeded Nd·YAG lasers. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(11) : 715~ 717
- [5] E. S. Fry, Qiquan Hu, Xingfu Li, Single frequency operation of an injection-seeded Nd·YAG laser in high noise and vibration environments. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(9) : 1015~ 1017
- [6] P. Esherick, A. Owyong, Polarization feedback stabilization of an injection-seeded Nd·YAG laser for spectroscopic applications. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1987, **4**(1) : 41~ 47

An Optical Compensation Method for Improving the Performance of Injection Seeded Nd·YAG lasers

Li Feng Lu Zukang Zhao Lan Zhang Haiping Ding Zhihua

(State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Optical Engineering Department, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 9 July 1997; revised 4 November 1997)

Abstract An injection-seeded Nd·YAG laser that incorporates an interference scheme to lock the frequency of a slave cavity mode to the seed frequency is described. On this basis, the method of compensating the retardation caused by the signal processing through deflecting polarizer is presented. This offers a new way for an injection-seeded laser to improve the technique of locking the frequency of a slave cavity mode to the seed frequency, and the high quality output of the slave oscillator can be controlled simply and effectively.

Key words the injection-seeded Nd·YAG laser, locking technique, interference method, polarizer.