

用单晶硅在 Nd·YAG 激光器中实现被动锁模

华仁忠 钱列加 邓锡铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

摘 要 在 Nd·YAG 激光器中, 用单晶硅实现了被动锁模, 得到了脉冲定义为 28 ps 左右, 能量为约 3 μ J 的锁模脉冲, 并对锁模机理作了初步解释。

关键词 被动锁模, 单晶硅。

用半导体材料代替染料在固体激光器中实现锁模是人们很感兴趣的课题。就已有的结果来看, Keller 所用的量子阱材料^[1]仅用于 CW 激光器中, 且制备复杂。Yumashev 所用 $\text{CuInS}_{2x}\text{Se}_{2(1-x)}$ 材料的特性是不错的^[2], 但后来未见到更多的报道。而前面两种材料的锁模机制均被归因于饱和吸收。Zhang 等用 GaAs 在 Nd·YAG 激光器中实现了被动锁模^[3], 并研究了载流子光栅对皮秒脉冲的压缩机制, 但他作的理论分析中简单地将 GaAs 双光子吸收形成的载流子光栅引起的折射率的时间变化过程与单光子吸收相混淆^[4], 这种处理必然引起较大的误差。本文在 Nd·YAG 激光器中用破坏阈值比 GaAs 高而吸收为单光子过程的硅片实现了被动锁模, 并将载流子光栅压缩脉冲机制作了更明确的描述。

实验装置如图 1 所示。所用 YAG 激光器的增益介质尺寸为 $\Phi 0.4 \text{ cm} \times 7.5 \text{ cm}$, 介质两端镀有增透膜, 并有 1° 小楔角。用两支氙灯泵浦。谐振腔由两块全反镜和一块与光腔成 45° 的 10% 部分反射镜组成, 腔长为 1.4 m。空间选模由 $\Phi 2 \text{ mm}$ 小孔完成。图 1 中虚线框内为锁模功能单位。其中透镜焦距为 30 cm, 全反镜放置在焦点附近。

所用单晶硅直径为 $\Phi 30 \text{ mm}$, 厚度为 400 μm , 表面指数为 (111)。硅片双面镀 1.064 μm ZrO_2 单层增透膜, 使菲涅尔反射控制在 1% 以内。该硅片的透射曲线如图 2 所示, 其在 1.064 μm 处的透过率为 67%。硅片与全反镜紧密接触。激光器出光的阈值电压为 750 V; 随着泵浦电压的升高, 弛豫振荡的调制增强; 当电压升高至 830V 时, 即能观察到完整的锁模脉冲序列。微调硅片与透镜的距离有利于提高锁模率。就本文现有的实验所得的结果来看, 有效锁模几率在 20% 左右。泵浦电压继续升高时, 锁模几率明显下降。图 3(a) 为典型的锁模脉冲序列照片, 可以看出它由 6~7 个超短脉冲组成, 在脉冲序列中心处用普克尔盒选出一个脉冲, 测量

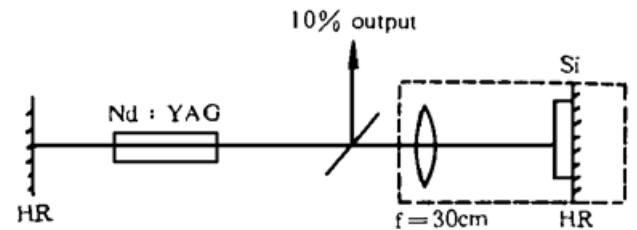


Fig. 1 Experimental set-up

其时间特性与能量。用时间分辨率为 2 ps 的条纹相机测量表明, 锁模脉冲宽度为 28 ps 左右 [见图 3(b)]。用高灵敏度的能量计测量的脉冲能量为 3 μJ。

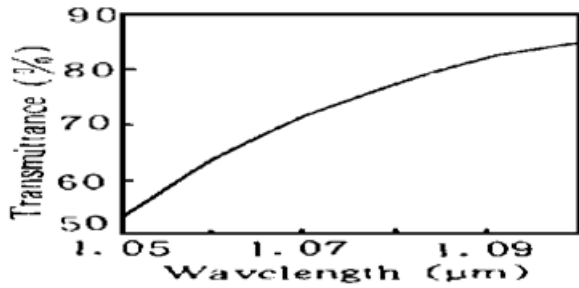


Fig. 2 Absorbing spectra of a 400 μm silicon slice

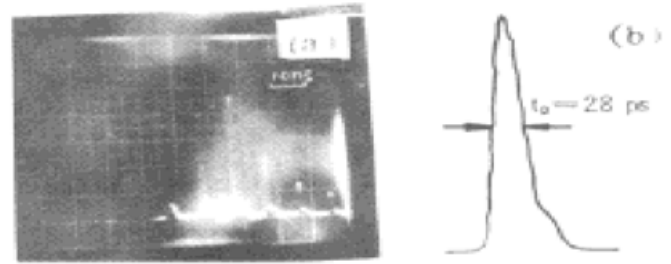


Fig. 3 (a) A typical mode-locked pulse sequence, (b) Pulse widths recorded by a streak camera

就锁模机制而言, 硅片中有两种机制: 一个是半导体的饱和吸收, 另一个是瞬态载流子光栅对脉冲的压缩作用, 前者在脉冲形成的初期起到了类似于染料的作用, 由于自由载流子复合的弛豫时间为几个纳秒^[5], 饱和吸收可将脉冲压缩成深调制时所显示的纳秒量级的短脉冲。在理论上要指明这种饱和吸收作用对锁模起到多大作用需要用数值模拟来揭示。而在实验上通过改变硅片与全反镜的距离得到以下结论: 只要这个距离超过 4~ 5 mm(对应 20~ 30 ps), 不管如何调整工作参数, 则都不能得到皮秒的锁模脉冲序列。这也表明寿命为皮秒量级^[6]的对撞载流子光栅对亚纳秒脉冲的整形作用对锁模是至关重要的。本文研究了图 4(a)所示的瞬态载流子光栅的整形作用。厚度为 d 的硅片中的电场为 $E = E^+ + E^-$, 其中 E^+ 与 E^- 分别为左向和右向的电场。电位移矢量 $D = [\epsilon_0 + \epsilon_2 \cos(2k_z z)]$ 。由麦克斯韦(Maxwell)方程可得到光场和极化率的演化方程,

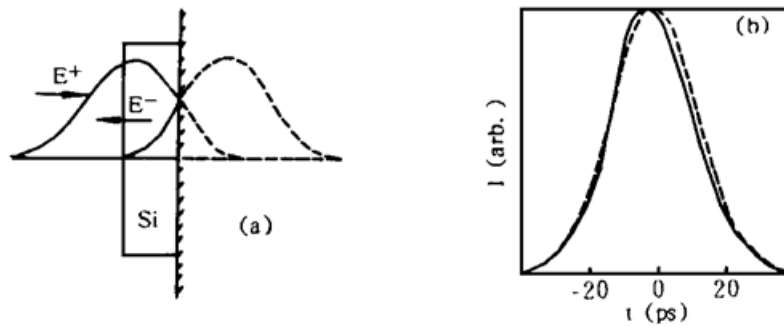


Fig. 4 (a) Illustration of the carrier grating formed by the incident and the reflected pulse, (b) Pulse shape of the incident (dashed line) and the reflected (solid line) pulse

$$\frac{\partial E^-}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial E^-}{\partial t} = i\delta_0 E^+ \epsilon_2, \quad -\frac{\partial E^+}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial E^+}{\partial t} = i\delta_0 E^- \epsilon_2, \quad \frac{\partial \epsilon_2}{\partial t} = \beta E^+ E^{-*} - \frac{\epsilon_2}{\tau}$$

$$\beta = -2n\alpha N_{e-h}/h\nu\tau, \quad \tau^{-1} \approx 4Dk_z^2$$

其中 D 为双极扩散系数, $D = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ ^[6], k_z 为硅片中激光的波矢常数, α 为吸收系数 $\alpha \approx 10 \text{ cm}^{-1}$, N_{e-h} 是电子-空穴对的色散体积, 取 $N_{e-h} = -10^{-21} \text{ cm}^3$ ^[6]。当硅片尺寸厚度相对入射脉冲宽度较小时, $2d \ll v\tau$ (τ 为入射脉冲宽度), 对撞过程与同向双波耦合方程是一致的^[7], 这样用文献[8]中的次逐次逼近法可解上面的非线性耦合方程。设入射光场为无啁啾的高斯脉冲, 在图 4(a)中即为全反镜反射前后的 E^+ 和 E^- 两光场。 $E^+ = E_0^+ + \Delta E^+$, $E^- = E_0^- + \Delta E^-$, E_0^+ 和 E_0^- 为没有考虑耦合时的入射和反射光强

$$E_0^+ = E_0 \exp[-2 \ln 2(t - z/v)^2/t_p^2], \quad E_0^- = -E_0 \exp[-2 \ln 2(t + z/v)^2/t_p^2]$$

经过载流子光栅的耦合作用后,可以得到出射光的光强如下(式中 I_0^- , I_0^+ 均为 z , t 的函数)。

$$I_0^- = |E_0^-|^2$$

$$= I_0^- - 2\beta\delta_0 \sqrt{I_0^+ I_0^-} \int_{-\infty}^t \int_0^z dz' dt' \sqrt{I_0^+ I_0^-} [\Phi^{(1)}(t', z) - \Phi^{(1)}(t, z)] \exp[(t' - t)/\tau]$$

其中
$$\Phi^{(1)}(t, z) = \beta\delta_0 z \left[\sqrt{\frac{I_0^+}{I_0^-}} - \sqrt{\frac{I_0^-}{I_0^+}} \right] \int_0^t \sqrt{I_1^{(0)} I_1^{(0)}} \exp[(t' - t)/\tau] dt'$$

由此解得的结果比较繁锁也不直观。用计算机作了图示,其中入射脉冲为 20 ps,入射光强 $I_0^+ = 100 \text{ MW/cm}^2$ 。由图 4(b)可知,瞬态载流子光栅可将入射脉冲的时间波形发生改变,其中脉冲后沿的能量向前转移,类似双光束(同向)耦合中强光向弱光的转移^[6]。另外,脉冲的宽度也压缩了。上述的这种压缩机制,作者认为是产生皮秒锁模序列的主要原因。

总之,本文在 Nd·YAG 激光器中用单晶硅代替了常用的染料实现了完全锁模。文中提出了硅片中的瞬态载流子光栅对皮秒脉冲的压缩功能,并认为这是得到皮秒锁模脉冲的实现完全锁模的重要机制。作者希望能够通过优化参数提高锁模几率,使硅片成为一种实用的锁模功能材料。作者将通过数值模拟完整地理解整个锁模过程,并为优化系统提供参考。

参 考 文 献

- [1] U. Keller. Ultrafast all-solid-state laser technology. *Appl. Phys. B*, 1994, **58**(3): 347~ 363
- [2] K. V. Yumashev, V. P. Mikhailov, I. V. Bondar' *et al.*, Passive mode locking of neodymium lasers using glasses with $\text{CuInS}_{2x}\text{Se}_{2(1-x)}$ microcrystallites. *Quant. Electron.*, 1993, **23**(9): 772~ 774
- [3] Zhuhong Zhang, Liejia Qian, Dianyuan Fan *et al.*, Gallium arsenide: A new material to accomplish passively mode-locked Nd·YAG laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **60**(4): 419~ 421
- [4] Zhuhong Zhang *et al.*, in Conference on Lasers and Electro-Optics, Optical Society of America, Washington, D. C., 1992, paper CTUK 47
- [5] H. Bergner, V. Bruckner, On the investigation of laser-induced carriers in silicon in the picosecond time range. *Optical and Quantum Electronics*, 1983, **15**(5): 477~ 485
- [6] I. C. Khoo, Ping Zhou, R. G. Lindquist *et al.*, Quantitative analysis of picosecond transient multi-wave-mixing-mediated beam-amplification effects in silicon. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **41**(1): 408~ 413
- [7] B. Wilhelmi, J. Herrmann, Coherent interaction effects in probe pulse experiments. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1980, **10**(9): 1082~ 1087
- [8] V. L. Vinetskii, N. V. Kukharev, M. S. Soskin, Transformation of intensities and phases of light beams by a transient "undisplaced" holographic gratings. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1977, **7**(2): 230~ 233

Passive Mode-Locking of Nd·YAG Laser by Monocrystalline Silicon

Hua Renzhong Qian Liejia Deng Ximing

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 9 May 1996; revised 2 September 1996)

Abstract Passive mode-locking in Nd·YAG laser is demonstrated by using monocrystalline silicon and ultra-short pulses with pulse width of 28 ps and energy of 3 μJ approximately are obtained. The mechanism of the mode-locking is analysed.

Key words passive mode-locking, monocrystalline silicon.