

文章编号: 1001-3806(2004)04-0397-04

锁模元件 SBR 用于飞秒固体激光器中的分析

余先伦^{1,2}, 曹轶乐², 杨伯君², 俞重远²

(1. 重庆三峡学院 电子工程系, 万州 404000; 2. 北京邮电大学 理学院, 北京 100876)

摘要: 为了得到稳定的飞秒锁模脉冲, SBR 广泛用于飞秒固体激光器中的锁模。分析了 SBR 的结构和光谱特性, 并从密度矩阵方程出发导出了 SBR 的吸收系数、饱和强度与 SBR 的固有参数之间的关系, 分析了 SBR 在固体激光器中的锁模机理, 得到了 SBR 在固体激光器中锁模的基本条件, 结果表明, SBR 能够用于飞秒固体激光器锁模并提高锁模脉冲的质量。

关键词: 饱和布喇格反射镜; 饱和强度; 非线性反射率; 吸收系数

中图分类号: TN248.1 **文献标识码:** A

Research of the mode-locked element SBR in the femtosecond solid-state lasers

YU Xianlun^{1,2}, CAO Yile², YANG Borjun², YU Zhongyuan²

(1. Department of Electronics Engineering, Chongqing Three Gorges University, Wanzhou 404000, China; 2. Department of Physics, School of Science, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

Abstract: The SBR is applied for mode locking in the femtosecond solid-state lasers to obtain the steady mode locked pulses. In this paper, the structure and the spectrum of the saturable Bragg reflector are generalized in detail, and the relation between the absorption coefficient, saturation intensity and the inherent parameters of the SBR is derived from the density matrix equations. The basic mode locked mechanism of the SBR has been analyzed and the fundamental mode locked conditions of SBR in the solid state lasers has been obtained. It is found that the SBR can be used in the mode locking of the femtosecond solid-state lasers and it can enhance the properties of mode locked pulses.

Key words: saturable Bragg reflector; saturation intensity; nonlinear reflectivity; absorption coefficient

引 言

固体激光器里多采用被动锁模的方法产生超短光脉冲, 例如钛蓝宝石, Nd:YLF, Nd:YAG, Yb:YAG, Cr⁴⁺:YAG, Ce:SAF 等激光器^[1-5], 饱和布喇格反射镜 (saturable Bragg reflector, SBR) 是飞秒固体激光器中经常使用的被动锁模元件, SBR 的用途有很多方面, 如激光器调谐、波长敏感探测器和激光器锁模等。国外有很多研究小组都报道了在固体激光器中采用 SBR 锁模自启动得到稳定超短光脉冲的实验, 在飞秒固体激光器里采用 SBR 锁模因其价格便宜、结构紧凑、输出激光可以覆盖一个从可见光到远红外的很宽的频谱范围而变得非常有吸引力^[3-10]。

很多经典激光器都是采用 SBR 进行被动锁模的, 它们主要是利用 SBR 的快饱和吸收对激光进行锁模。在固体激光器中利用 SBR 锁模可得到 800nm ~ 1064nm 波长范围内的激光输出^[3], 也能在 1300nm^[4] 和 1500nm 波长附近输出激光^[5-7]。在钛蓝宝石激光器中应用 SBR 可得到输出功率上百毫瓦, 脉宽为几十个飞秒的稳定锁模脉冲^[8], 而用于 Cr⁴⁺:YAG 激光器可在 1500nm 区域产生脉宽低于几十飞秒的超短脉冲^[5,7], 在 Nd:YLF 和 Nd:YLO 激光器里使用 SBR 能在 1314nm 和 1342nm 波长处获得平均输出功率达 20W、脉宽低于 22ps 的脉冲^[4], 在 Nd:YVO₄ 激光器中应用 SBR 能得到平均输出功率 23.5W、脉冲宽度 21.5ps 的锁模脉冲^[9], SBR 还可应用于 Er:Yb 孤子光纤激光器中获得稳定锁模的正割脉冲^[10]。

本文中分析了 SBR 的结构和光谱特性, 对光脉冲在 SBR 里的传播行为作了一定的理论分析, 得到了 SBR 在飞秒固体激光器中锁模时的临界条件。

基金项目: 国家自然科学基金项目 (60378011)

作者简介: 余先伦 (1967), 男, 讲师, 硕士研究生, 主要从事光电子器件、激光器和量子通信等方面研究。

E-mail: yuxian896@sohu.com

收稿日期: 2003-10-27; 收到修改稿日期: 2003-12-16

1 SBR 的结构与光谱特性

可饱和布喇格反射镜的结构如图 1 所示, SBR 主要由 3 部分组成, 最下层是半绝缘的 GaAs 基底层, 中间层是布喇格栈, 它是采用一定的方法生长的几十层高低折射率相间的半导体材料介质层, 布喇格栈的半导体材料可以由 AlAs/ AlGaAs 组成, 也可由 AlAs/ GaAs 组成等等, 其每层厚度大约是 $1/4$ 波长厚, 由布喇格栈和基底构成布喇格反射镜, 最后一部分就是在布喇格栈的最顶层或中间层埋入的单层或双层量子阱。

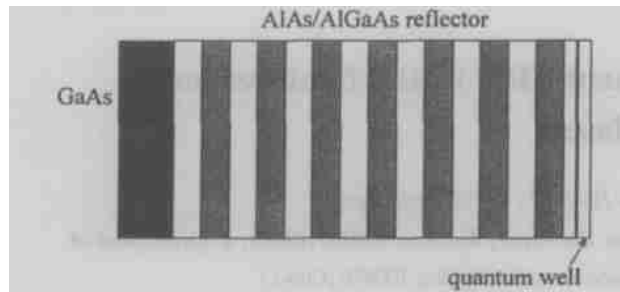


Fig. 1 The structure of the saturable Bragg reflector

制作 SBR 的基本方法是采用分子束外延法, 它是在 GaAs 基底上通过分子束一层层溅射制作而成。在设计 SBR 结构时, 应该根据固体激光器中锁模的具体要求考虑合适的 SBR 参数进行设计, SBR 的参数包括非线性反射率、饱和强度、饱和通量、饱和吸收体的恢复时间、吸收截面积、载流子寿命等。非线性反射率、饱和强度、饱和通量属于 SBR 的光学参数, 后面几个参数是 SBR 的固有参数, 饱和强度和饱和通量两个参数会影响锁模脉冲的建立以及锁模脉冲的稳定性, 而减少吸收体恢复时间增加连续的饱和强度可使激光器性能更加稳定, 而较长的载流子寿命更能支持激光器的自启动锁模。

当光脉冲入射到 SBR 并被反射出来时, 入射光和反射光会在 SBR 里形成驻波图案, SBR 的光学特性主要体现在饱和吸收系数、非线性反射率等方面。为了得到 SBR 不同的饱和吸收系数和非线性反射率, 在制作 SBR 时常使用不同层数的不同半导体材料来构成布喇格栈, 并通过改变埋在 SBR 结构里的量子阱的位置, 从而改变 SBR 的光学表现特性。在 SBR 里量子阱与光波长相比较是很小的(大约 10nm), 它可以埋在与驻波图案峰值相关的任何地方, 这些重叠领域决定了 SBR 结构的有效饱和强度, 如果量子阱放在第 1 层, 饱和强度低, 相反把量子阱放在结构的深层里面, 能得到较高的饱和强度, 单层 10nm 量子阱贡献的饱和吸收在 0% 到 2% 之

间, 其依赖于量子阱在 SBR 里的具体位置。

图 2 是通过气源分子束外延法生长的一种 SBR 的非线性反射光谱图, 这种 SBR 的布喇格栈由 GaAs/ AlAs 材料构成, InGaAs 量子阱埋在涂敷层 InP 内, 峰值反射率超过 99.5%, 中心波长在 1500nm 处^[5-7]。另一种 SBR 的布喇格栈是由 30 层高低折射率相间的 AlAs/ AlGaAs 材料组成, 采用分子束外延法生长, 在布喇格栈的最顶层埋入一个单 GaAs 量子阱, 整个 SBR 的非线性反射谱形状与图 2 一样, 但是峰值反射率超过 99.5% 的波段前移, 在大约 825nm~ 920nm 区间^[3,8]。还有一种 SBR 的布喇格栈是由 21 层 AlAs/ GaAs 组成, 在一个氮等离子区源采用固源分子束外延单步生长法生长, 在最后一 GaAs 层里埋入 7nm 厚的 Ga_{0.65}In_{0.35}N_{0.019}As_{0.981} 单量子阱, 这种 SBR 其反射光谱图与图 2 也相似, 但中心波长却在 1350nm, 峰值反射率超过 99.5% 的带宽大约是 150nm 左右^[4]。

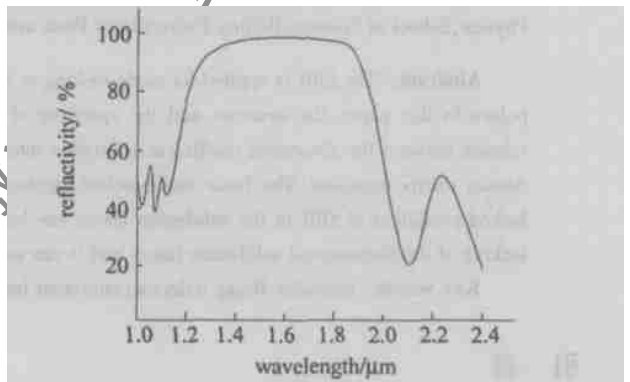


Fig. 2 The nonlinear reflectivity of the saturable Bragg reflector using infrared spectroscopy

2 SBR 里的光脉冲理论

SBR 用于飞秒固体激光器锁模时, 它在一定波长区域表现出非线性反射率、非线性吸收以及对一定波长的光吸收存在可饱和等现象。SBR 是由多层半导体材料和一层量子阱所构成, 光脉冲入射到 SBR 时其所表现出来的非线性行为与半导体材料的固有特性有关, 同时也与光脉冲与半导体材料中的载流子的相互作用有关。假定半导体材料构成的量子阱属于两级系统, 只有导带和价带, 则可以采用下面密度矩阵方程组来描述在半导体材料中光脉冲与载流子的相互作用:

$$\rho_c(\mathbf{k}) = -\frac{1}{\tau_c} \rho_c(\mathbf{k}) + \frac{i}{h} [d^*(\mathbf{k}) E^* \rho_{cv}(\mathbf{k}) - d(\mathbf{k}) E \rho_{cv}^*(\mathbf{k})],$$

$$\rho_v(\mathbf{k}) = -\frac{1}{\tau_v} \rho_v(\mathbf{k}) + \frac{i}{\hbar} [d^*(\mathbf{k}) E^* \rho_{cv}(\mathbf{k}) - d(\mathbf{k}) E \rho_{cv}^*(\mathbf{k})],$$

$$\rho_{cv}(\mathbf{k}) = \{i[\omega - \omega(\mathbf{k})] - \frac{1}{\tau}\} \rho_{cv}(\mathbf{k}) - \frac{i}{\hbar} d(\mathbf{k}) [\rho_c(\mathbf{k}) + \rho_v(\mathbf{k}) - 1] E \quad (1)$$

式中, $\rho_{cv}(\mathbf{k}) = \rho_{cv}^*(\mathbf{k})$, $\rho_c(\mathbf{k})$ 和 $\rho_v(\mathbf{k})$ 分别表示电子和空穴在导带和价带里的占用几率, \mathbf{k} 表示波矢量, 非对角矩阵元 $\rho_{cv}(\mathbf{k})$ 决定了偏振量, $d(\mathbf{k})$ 代表跃迁的偶极矩, ω 表示光频率, $\omega(\mathbf{k})$ 代表跃迁频率, E 代表外部场强。对(1)式进行求解, 它的稳态解可以用下面的解析式表达, 即: $\text{Im} \rho_{cv}(\mathbf{k}) = \frac{d(\mathbf{k}) E}{\pi \Gamma} \times \{[\omega - \omega(\mathbf{k})]^2 + \tau^2 + 2(\tau_c + \tau_v) \tau^{-1} [d(\mathbf{k}) E / \eta]^2\}^{-1/2}$, 其中, τ 表示偶极子的弛豫时间, τ_c, τ_v 表示载流子电子和空穴的弛豫时间。从这稳态解出发可以得到半导体材料的线性极化率的表达式, 由于与吸收相关的只是线性极化率的虚部, 只考虑其虚部, 它可表示为:

$$\chi'' = \frac{1}{E} \text{Im} p = \frac{1}{E} \int d(\mathbf{k}) \text{Im} \rho_{cv}(\mathbf{k}) \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3} \quad (2)$$

式中, p 是带内所有非线性效应感应的偏振量。

在 SBR 中吸收系数 α 与线性极化率的关系可表示为:

$$\alpha = \chi'' 8\pi^2 / \lambda n' \quad (3)$$

式中, n' 表示介质折射率的实部, 它与入射光脉冲强度有关。在光谱区域因为 $\chi'' \ll n'$, 从上面(2)式和(3)式可知, 吸收系数 α 与 $\omega(\mathbf{k})$ 有关, 在半导体材料当中, 电子和空穴的跃迁频率 $\omega(\mathbf{k})$ 由下式决定, 即

$$\hbar\omega(\mathbf{k}) = \epsilon_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}, \quad \epsilon_g \text{ 是带隙能量, } \mu \text{ 是载流子减少的质量。}$$

把(2)式代入(3)式并在复平面对(3)式进行积分, 忽略非谐振残余的影响, 最后可得 SBR 的吸收系数表达式, 这可用下式表示:

$$\alpha = \alpha_0 \sqrt{1 - \nu} \sqrt{\sqrt{1 + I/I_s} - \nu} \quad (4)$$

式中, I 是光脉冲强度, $\nu = \delta\tau(1 + \delta^2\tau^2)^{-1/2}$, $\delta = 1/\hbar(\hbar\omega - \epsilon_g)$, α_0 是线性吸收系数 ($E \rightarrow 0$ 时), I_s 是饱和强度, 其表达式为:

$$I_s = c\hbar^2(1 + \delta^2\tau^2)/[4\pi\tau(\tau_c + \tau_v)d(\mathbf{k})^2] \quad (5)$$

(4) 式和(5)式表征了 SBR 中吸收系数、饱和强度与半导体材料的固有参数如带隙能量、载流子寿命、吸收截面积、弛豫时间等之间的关系。

假定激光脉冲沿 z 轴方向传播, 在 SBR 里脉冲的传播方程可以用下式来描述:

$$\begin{cases} dI_1/dz = -\alpha(I_1 + I_2)I_1 \\ dI_2/dz = -\alpha(I_1 + I_2)I_2 \end{cases} \quad (6)$$

式中, I_1 是入射光脉冲的强度, I_2 是反射波强度, 其乘积是一个常数, $I_2 I_1 = \text{常数}$, 这样入射光脉冲与反射光脉冲相互作用在 SBR 中就可以形成驻波。

3 SBR 在飞秒固体激光器里的锁模机理分析

对于半导体饱和布喇格反射镜, 图 3 和图 4 表示了其典型的饱和行为以及非线性反射率与 SBR 的饱和和通量之间的关系。初始, 激光器还没开始锁

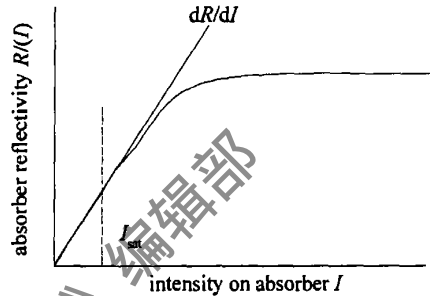


Fig. 3 Nonlinear reflectivity change of a SBR due to the CW intensity on absorber

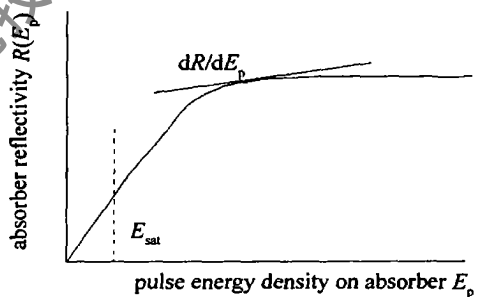


Fig. 4 Nonlinear reflectivity change of a SBR due to pulse energy density on absorber

模, 假定 SBR 在连续波情况下不发生漂白现象, SBR 的饱和强度则由入射到 SBR 上的连续波强度确定, 可简单地由右式给出:

$$I_{sat} = h\nu / \sigma_a T_a \quad (7)$$

式中, $h\nu$ 为入射光脉冲光子能量, σ_a 是 SBR 的载流子吸收截面积, T_a 表示吸收体的恢复时间。

对图 3 进行分析, 可知在 $I = 0$ 时的斜率 dR/dI 决定了固体激光器中利用 SBR 锁模时锁模的建立时间, 它的近似式可以写成: $T_b = a / \left. \frac{dR}{dI} \right|_{I=0} I$ (8)

a 是一个常数, 从(8)式可知, 激光器锁模的建立时间与斜率成反比。从图 3 和(8)式可知, 如果斜率变大, 一个小的强度扰动将导致 SBR 的一个大的反射率的改变, 因此, 锁模建立时间随着饱和强度的减小而降低, 但是, 如果饱和强度太低, 激光器将开始调

Q , 在固体激光器里利用 SBR 锁模而不存在调 Q 的饱和强度的临界条件应该是:

$$|dR/dI| I < rT_r/\tau_2 \quad (9)$$

式中, r 是泵浦参数, 其值远大于 1, T_r 表示脉冲在谐振腔里的环程时间, τ_2 是激光器上能级状态寿命。(8)式和(9)式就是固体激光器的运转状态是连续锁模状态而非自调 Q 状态情形时对饱和强度给出的临界条件。

SBR 用于固体激光器锁模时, 它相当于一个快饱和吸收体, 如图 4 所示, 由于吸收体的恢复时间远小于光脉冲在腔中的环程时间, 且稳态脉冲周期小于饱和吸收体的恢复时间, 所以 SBR 的饱和通量可用下式表示, 即 $E_{sat} = h\nu/\sigma_a$, 光脉冲的每一个环程损耗主要是因为对于短脉冲饱和吸收体的漂白作用, 则与饱和通量有关的激光器中锁模脉冲稳定性条件可以由下式决定:

$$|dR/dE_p| E_p < rT_r/\tau_2 \approx T_r/\tau_s \quad (10)$$

式中, E_p 是入射在饱和吸收体的脉冲能量密度, 如果选择 $E_p \gg E_{sat}$, 则这个条件容易满足。

(8)式和(9)式是在飞秒固体激光器里利用 SBR 锁模获得超短光脉冲时对饱和强度给出的一个临界条件, (10)式是激光器里形成稳定锁模脉冲的稳定性条件, 同时, SBR 的非饱和损耗应较小, 当这非饱和损耗增加, 激光器会变得低效率并且在阈值上的运转时间减少, 从而增加固体激光器系统的不稳定性。

4 结论

分析了 SBR 的结构和光谱特性, 并采用密度矩

阵方法对光脉冲在 SBR 里所表现出来的非线性行为进行了一定的理论分析, 得到了在飞秒固体激光器中采用 SBR 锁模获得锁模脉冲的稳定性条件和临界条件。

参考文献

- [1] KELLER U, KNOX W H, THOOFT G H. Ultrafast solid state mode locked lasers using resonant nonlinearities [J]. IEEE J Q E, 1992, 28: 2123~ 2133.
- [2] KELLER U, CHIU T H, FERGUSON J F. Self starting and self Q -switching dynamics of passively mode locked Nd:LF and Nd:YAG lasers [J]. Opt Lett, 1993, 18: 217~ 219.
- [3] TSUDA S, KNOX W H, de SOUZA E A *et al.* Low-loss intracavity AlAs/AlGaAs saturable Bragg reflector for femtosecond mode locking in solid state lasers [J]. Opt Lett, 1995, 20: 1406~ 1408.
- [4] SUN H D, VALENTINE G J, MACALUSO R *et al.* Low-loss 1.3 μ m GaInNAs saturable Bragg reflector for high power picosecond neodymium lasers [J]. Opt Lett, 2002, 23: 2124~ 2126.
- [5] COLLINGS B C, STARK J B, TSUDA S *et al.* Saturable Bragg reflector self starting passive mode locking of a Cr⁴⁺ YAG laser pumped with a diode pumped Nd:VO₄ laser [J]. Opt Lett, 1996, 21: 1171~ 1173.
- [6] SPALTER S, BOHM M, BURK M *et al.* Self starting soliton mode locked femtosecond Cr⁴⁺ YAG laser using an antiresonant Fabry Perot saturable absorber [J]. Appl Phys, 1997, B65: 335~ 338.
- [7] BIN D J, GOPINATH J T, SHEN H M *et al.* Oxidized GaAs/AlAs quantum well with a quantum well saturable absorber for ultrashort pulse Cr⁴⁺ YAG laser [J]. Opt Commun, 2002, 214: 285~ 289.
- [8] BROVELLI L R, JUNG I D, KOPF D *et al.* Self-starting soliton mode locked Tr sapphire laser using a thin semiconductor saturable absorber [J]. Electron Lett, 1995, 31: 287~ 289.
- [9] CHEN Y F, TSAI S W, LAN Y P *et al.* Diode end pumped passively mode locked high power Nd:VO₄ laser with a relaxed saturable Bragg reflector [J]. Opt Lett, 2001, 26: 199~ 201.
- [10] BONADEO N H, KNOX W H, ROTH J M *et al.* Passive harmonic mode locked soliton fiber laser stabilized by an optically pumped saturable Bragg reflector [J]. Opt Lett, 2000, 25: 1421~ 1423.
- [11] sphere in the ray optics regime [J]. Biophysical Journal, 1992, 61: 569~ 582.
- [12] BAKKER S T C, HESSELINK G, GROOTH B G *et al.* Experimental and theoretical investigations on the validity of the geometrical optics model for calculating the stability of optical traps [J]. Cytometry, 1991, 12: 479~ 485.
- [13] FELGNER H, MYKKER O, SCHLIWA M. Calibration of light forces in optical tweezers [J]. Appl Opt, 1995, 34: 977~ 982.
- [14] SIMMONS R M, FINER J T, CHU S *et al.* Quantitative measurements of force and displacement using an optical trap [J]. Biophysical Journal, 1996, 70: 1813~ 1822.
- [15] GU M, KE P C, GAN X S. Trapping force by a high numerical aperture microscope objective obeying the sine condition [J]. Rev Sci Instrum, 1997, 68: 3666~ 3668.
- [16] GAUTHIER R C, ASHMAN M. Simulated dynamic behaviour of single and multiple spheres in the trap region of focused laser beams [J]. Appl Opt, 1998, 37: 6421~ 6431.
- [17] 姚新程, 李兆霖, 程丙英 *et al.* 双层介质球体所受光作用力的分析与计算 [J]. 光学学报, 2000, 20: 1305~ 1310.

(上接第 375 页)

率 P 对其也有一定影响。光阱质量同相对折射率变化的关系较为复杂, 最佳相对折射率的范围, 视具体实验而定。在实验中选择越小的束腰半径, 势阱就越深, 光阱质量也就越稳定。但因衍射的影响, 极小的束腰半径不易达到, 这就对实验装置提出了更高的要求。

参考文献

- [1] ASHKIN A, DZIEDZIC J M, BJORKHOLM J E *et al.* Observation of a single beam gradient force optical trap for dielectrical particles [J]. Opt Lett, 1986, 11: 288~ 290.
- [2] ASHKIN A, SCHUTZE K, DZIEDZIC J M *et al.* Force generation of organelle transport measured in vivo by an infrared laser trap [J]. Nature, 1990, 348: 346~ 348.
- [3] ASHKIN A. Forces of a single beam gradient laser trap on a dielectric