

碰撞锁模多量子阱半导体激光器模式 锁定过程的物理模型

陈维友 祝进田 刘式墉

(吉林大学电子工程系, 长春 130023)

提要 提出了碰撞锁模多量子阱激光器模式锁定过程的完整的物理模型, 该模型全面地考虑了吸收体的饱和吸收效应和瞬态光栅效应及增益区端面附近和靠近吸收体处的瞬态光栅作用。作为应用实例采用本模型研究了多量子阱结构激光器的模式锁定过程及瞬态光栅对脉冲半峰宽及峰值功率的影响。

关键词 碰撞锁模, 多量子阱激光器

1 引 言

1981 年 R. L. Fork 等人^[1]利用染料激光器实现了碰撞锁模(CPM), 获得半峰全宽(FWHM)小于 0.1 ps 的稳定脉冲, 1990 年, M. C. Wu 等人^[2]首次研制成单片集成多量子阱结构(MQWS)CPM 激光器(LD)。CPM-LD 因其能获得稳定的超短光脉冲已成为超短光脉冲研究领域相当引人注目的研究课题。弄清楚 CPM 的物理机制是优化设计高性能 CPM-LD 的前提。目前, 关于 CPM-LD 产生超短光脉冲的机制一般定性解释为“漂白”(吸收体的饱和吸收)和“散射”(脉冲碰撞产生瞬态光栅)作用。“漂白”压缩前沿, “散射”压缩后沿。E. M. Garmire^[3]和 H. A. Haus^[4,5]对吸收体的饱和吸收作用进行了深入的理论研究, H. A. Haus^[6]给出了同时具有快、慢饱和吸收作用的 MQWS 吸收体的锁模理论, 但没有考虑光栅效应。M. S. Stix 等人^[7]对染料激光器脉冲碰撞作用进行了理论研究, 所得到的耦合波方程不适于 MQWS, 并且没有考虑增益区的光栅效应。本文在 H. A. Haus^[6]和 M. S. Stix^[7]等人的工作基础上, 首次提出较完整的 MQWS-CPM-LD 的理论分析模型。本模型的特点为:

- (1) 本模型考虑了增益区的光栅效应;
- (2) 把增益区的受激发射和吸收区的激子吸收引入耦合波方程;
- (3) 本模型可用于研究激光器的几何参数(如吸收区长度、增益区长度及两增益区的长度差等), 电学参数对脉冲宽度、峰值功率等性能的影响。

2 物理模型

两列波在腔内碰撞产生的光栅效应可通过耦合波方程来加以描述,但耦合波方程不能直接给出增益区内的受激发射和吸收区内的饱和吸收作用,这两个作用需要人为地引入到耦合波方程中。

2.1 耦合波方程

CPM-LD 的基本结构见图 1, A, C 为增益区, B 为可饱和吸收体区,左、右两端为解理或刻蚀反射面。

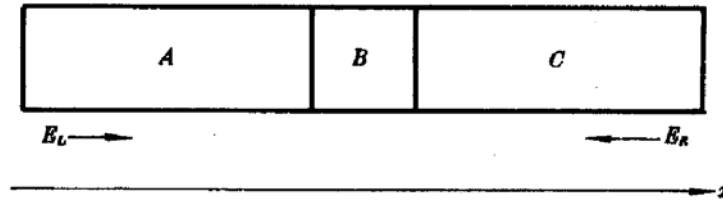


Fig. 1 Structural diagram of a CPM-LD

A, C : gain regions; B : saturable absorber; E_L, E_R : end reflectors

假定腔内传播的波为 TE 波,对于 TM 波情况可作类似处理。用 E_L, E_R 表示腔内左右两端相向传播的波的电场分量(见图 1)。整个体系内的场为 E_L, E_R 的叠加,即

$$E = E_L e^{-i(\omega t - kz)} + E_R e^{-i(\omega t + kz)} \quad (1)$$

其中

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0}, \quad k = \frac{2\pi \bar{n}}{\lambda_0}$$

c 为真空中光速, λ_0 为真空中波长, \bar{n} 为介质折射率。由于 A, B, C 区具有相同的结构,由相同的材料和相同的工艺制成,并且本文忽略载流子密度的变化对折射率的影响,所以可以假定 A, B, C 区内的折射率相同。这里同时假定光在传播方向的截面上是均匀的。腔内的光强为

$$I = I_0 + I_1 \cos(2kx) \quad (2)$$

$$I_0 = \frac{\bar{n}}{2c\mu_0} (E_R^2 + E_L^2) \quad (3)$$

$$I_1 = \frac{\bar{n}}{2c\mu_0} 2E_R E_L \quad (4)$$

由(2)式可见,对于 I_1 不为零,即左右两场有交叠的区域,光强在空间上以 $\lambda_0/2\bar{n}$ 为周期变化。从而导致该区域内的载流子发生周期性变化,以致使折射率及电导率发生周期性变化,折射率或电导率的周期变化都可导致光栅效应^[7],这样就产生了瞬态光栅^[8]。载流子引起的折射率变化一般是比较小的,可忽略,本文只考虑载流子引起的电导率的周期性变化。对应(2)式,腔内(包括增益区和吸收区)的载流子密度及电导率分布形式为

$$\text{电 子} \quad N = N_0 + N_1 \cos(2kx) \quad (5)$$

$$\text{空 穴} \quad P = P_0 + P_1 \cos(2kx) \quad (6)$$

$$\text{电 导 率} \quad \sigma = \sigma_0 + \sigma_1 \cos(2kx) \quad (7)$$

下标为“0”的量为小范围平均值,下标为“1”的量为波动的幅度,可正可负,下同。

$$\nabla^2 E + \left(\frac{1}{\epsilon} \right) (E \cdot \nabla \epsilon) = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\sigma E) + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon E) \quad (8)$$

其中, ϵ 为介电常数, $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$, ϵ_r 为相对介电常数, μ_0 为真空磁导率。假定 ϵ_r 随载流子的变化可忽略,有

$$\nabla^2 E = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\sigma E) + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} E \quad (9)$$

标量方程为

$$\nabla^2 E = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\sigma E) + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} E \quad (10)$$

把(1),(7)式代入(10)式,把 $\cos(2kx)$ 写成复数形式

$$\cos(2kx) = [\exp(i2kx) + \exp(-i2kx)]/2 \quad (11)$$

忽略 $\exp(i3kx)$ 及 $\exp(-i3kx)$ 项,并令等式两边的 $\exp(ikx)$ 及 $\exp(-ikx)$ 项的系数分别相等,得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} E_R - k^2 E_R - 2ik \frac{\partial}{\partial x} E_R = \mu_0 \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma_0 E_R + \frac{\sigma_1}{2} E_L \right) - i\omega \left(\sigma_0 E_R + \frac{\sigma_1}{2} E_L \right) \right] \\ + \mu_0 \varepsilon \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} E_R - \omega^2 E_R - 2i\omega \frac{\partial}{\partial t} E_R \right] \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} E_L - k^2 E_L - 2ik \frac{\partial}{\partial x} E_L = \mu_0 \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma_0 E_L + \frac{\sigma_1}{2} E_R \right) - i\omega \left(\sigma_0 E_L + \frac{\sigma_1}{2} E_R \right) \right] \\ + \mu_0 \varepsilon \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} E_L - \omega^2 E_L - 2i\omega \frac{\partial}{\partial t} E_L \right] \end{aligned} \quad (13)$$

为得到耦合波方程,取(12),(13)式的虚部,有

$$-2k \frac{\partial}{\partial x} E_R = -\mu_0 \omega \left(\sigma_0 E_R + \frac{\sigma_1}{2} E_L \right) - 2\mu_0 \varepsilon \omega \frac{\partial}{\partial t} E_R \quad (14)$$

$$2k \frac{\partial}{\partial x} E_L = -\mu_0 \omega \left(\sigma_0 E_L + \frac{\sigma_1}{2} E_R \right) - 2\mu_0 \varepsilon \omega \frac{\partial}{\partial t} E_L \quad (15)$$

整理得

$$\frac{\partial E_R}{\partial t} - \frac{c}{\bar{n}} \frac{\partial}{\partial x} E_R = -\frac{1}{2\varepsilon} \left(\sigma_0 E_R + \frac{\sigma_1}{2} E_L \right) \quad (16)$$

$$\frac{\partial E_L}{\partial t} + \frac{c}{\bar{n}} \frac{\partial}{\partial x} E_L = -\frac{1}{2\varepsilon} \left(\sigma_0 E_L + \frac{\sigma_1}{2} E_R \right) \quad (17)$$

如令

$$\frac{dE_R}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{E_R(x, t) - E_R(x + \Delta x, t - \Delta t)}{\Delta t}$$

$$\frac{dE_L}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{E_L(x, t) - E_L(x - \Delta x, t - \Delta t)}{\Delta t}$$

$$\Delta x = \frac{c}{\bar{n}} \Delta t$$

则得耦合波方程为

$$\frac{dE_R}{dt} = -\frac{1}{2\varepsilon} \left(\sigma_0 E_R + \frac{\sigma_1}{2} E_L \right) \quad (18)$$

$$\frac{dE_L}{dt} = -\frac{1}{2\varepsilon} \left(\sigma_0 E_L + \frac{\sigma_1}{2} E_R \right) \quad (19)$$

2.2 增益区模型

增益(G)随时间的变化关系可写成^[6,9]

$$\frac{dG}{dt} = \frac{G_{00} - G}{\tau_g} - \gamma G \quad (20)$$

其中, G_{00} 为低光强时的光增益, τ_g 为增益恢复时间, $\gamma = \sigma_s \bar{n} / h\nu$, $h\nu$ 为光子能量, σ_s 为受激发射截

面。

增益与载流子密度关系取

$$G = \Gamma g_0(N - N_{0g}) \quad (21)$$

Γ 为光限制因子, g_0 为增益常数, N_{0g} 为零增益时的电子密度。由(5)式可得

$$\begin{aligned} G &= G_0 + G_1 \cos(2kx) \\ G_0 &= \Gamma g_0(N_0 - N_{0g}) \\ G_1 &= \Gamma g_0 N_1 \end{aligned} \quad (22)$$

对于增益区, N_1, G_1 都为负数。把(2), (22)式代入(20)得到

$$\frac{dG_0}{dt} = \frac{G_{00} - G_0}{\tau_g} - \gamma \left(G_0 I_0 + \frac{G_1 I_1}{2} \right) \quad (23)$$

$$\frac{dG_1}{dt} = -\frac{G_1}{\tau_g} - \gamma(G_0 I_1 + G_1 I_0) \quad (24)$$

考虑受激发射, (18), (19)式改写为

$$\frac{dE_R}{dt} = \frac{G_0}{2} E_R - \frac{1}{2e} \left(\sigma_{0g} E_R + \frac{\sigma_{1g}}{2} E_L \right) \quad (25)$$

$$\frac{dE_L}{dt} = \frac{G_1}{2} E_L - \frac{1}{2e} \left(\sigma_{0g} E_L + \frac{\sigma_{1g}}{2} E_R \right) \quad (26)$$

忽略空穴对电导率的影响, 则有

$$\sigma_{0g} = e\mu_n N_0 \quad (27)$$

$$\sigma_{1g} = e\mu_n N_1 \quad (28)$$

e 为电子电荷, μ_n 为电子迁移率。

(23) ~ (26) 即为本文采用的增益区模型。

2.3 吸收区模型

多量子阱结构吸收区的吸收机理参见文献[6], 其归一化吸收系数为^[6]

$$\alpha \equiv \frac{\alpha}{\alpha_0} = 1 - 4A_r N_r' - 2A_r N_e' \quad (29)$$

其中, α_0 为低光强时的吸收系数, N_r', N_e' 为激子和电子的面密度。 $A_r = \beta_r / \alpha_0$, β_r 为描述吸收系数衰减快慢的一个常数。定义

$$X \equiv 4A_r N_r' \quad (30)$$

$$Y \equiv 2A_r N_e' \quad (31)$$

饱和过程可由以下速率方程描述^[6]

$$\alpha = 1 - X - Y \quad (32)$$

$$\frac{dX}{dt} = \frac{2\alpha}{\tau_s} \frac{I}{I_s} - \frac{X}{\tau_f} \quad (33)$$

$$\frac{dY}{dt} = \frac{1}{2} \frac{X}{\tau_f} - \frac{Y}{\tau_s} \quad (34)$$

其中, τ_f 为激子寿命, τ_s 为自由载流子复合寿命, I_s 为吸收饱和强度。 X, Y 的周期分布形成为

$$X = X_0 + X_1 \cos(2kx) \quad (35)$$

$$Y = Y_0 + Y_1 \cos(2kx) \quad (36)$$

把(21), (35), (36)代入(32) ~ (34)式, 整理得

$$\frac{dX_0}{dt} = \frac{2}{\tau_s I_s} \left[(1 - X_0 - Y_0) I_0 - \frac{1}{2} I_1 (X_1 + Y_1) \right] - \frac{X_0}{\tau_f} \quad (37)$$

$$\frac{dX_1}{dt} = \frac{2}{\tau_s I_s} \left[(1 - X_0 - Y_0) I_1 - I_0 (X_1 + Y_1) \right] - \frac{X_1}{\tau_f} \quad (38)$$

$$\frac{dY_0}{dt} = \frac{X_0}{2\tau_f} - \frac{Y_0}{\tau_s} \quad (39)$$

$$\frac{dY_1}{dt} = \frac{X_1}{2\tau_f} - \frac{Y_1}{\tau_s} \quad (40)$$

考虑激子吸收, (18), (19)式改写为

$$\frac{dE_R}{dt} = -\frac{c}{2\bar{n}} (1 - X_0 - Y_0) E_R - \frac{1}{2\epsilon} \left(\sigma_{0a} E_R + \frac{\sigma_{1a}}{2} E_L \right) \quad (41)$$

$$\frac{dE_L}{dt} = -\frac{c}{2\bar{n}} (1 - X_0 - Y_0) E_L - \frac{1}{2\epsilon} \left(\sigma_{0a} E_L + \frac{\sigma_{1a}}{2} E_R \right) \quad (42)$$

在 $x \rightarrow x + \Delta x$ 范围内, σ_{0a}, σ_{1a} 与 Y_0, Y_1 的关系为

$$\sigma_{0a} = \frac{e\mu_n}{2Ax\Delta x} Y_0 \quad (43)$$

$$\sigma_{1a} = \frac{e\mu_n}{2Ax\Delta x} Y_1 \quad (44)$$

(37)~(42)为本文采用的 MQWS 的吸收区模型。

2.4 数值方法

把图 1 中 A、B、C 三个区以波长 λ 为间隔在 x 方向上进行剖分, 形成若干个小单元, 对应的时间步长为 $\lambda\bar{n}/c$ 。用梯形法把方程(23)~(25)及(37)~(42)写为差分形式。在 $t = t_0$ 时刻计算每一小单元内的场, 然后左、右两个波各向前传播一个小单元, 然后计算 $t = t_0 + \lambda\bar{n}/c$ 时刻的场。 $t = 0$ 时刻的各物理量的值由初始条件得到。

3 模拟实例

用上述模型对 MQWS-CPM-LD 进行的模拟分析与设计工作另有论文报道, 本文只就光栅作用进行简单讨论作为上述模型的应用实例。

本文模拟一个三段 MQWS-CPM-LD, 材料为 InGaAs/InGaAsP^[3], 模型参数见表 1, 其中 L_A, L_C, L_B 为 A、C 区及 B 区的长度, R 为两个端面的反射率, 结果见图 2, 图 3。

Table 1 Model parameters of MQWS-CPM-LD

| Parameters | Values | Parameters | Values | Parameters | Values |
|-------------------------------|-------------------------|--|-----------------------|---|-----------------------|
| λ_0 (μm) | 1.58 | α_0 (cm^{-1}) | 100 | τ_g (ps) | 2 |
| $L_{A,C}$ (μm) | 1215 | I_s (mW/m^2) | 2.5×10^{12} | N_{sp} (m^{-3}) | 5.78×10^{23} |
| R | 0.3 | τ_f (fs) | 300 | μ_n ($\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$) | 10500 |
| G_{00} (s^{-1}) | 1.0187×10^{14} | \bar{n} | 3.5 | β_r | 1×10^{-13} |
| σ_g (m^2) | 1.6×10^{-20} | L_B (μm) | 70 | τ_s (ps) | 10 |
| ϵ_r | 12 | Γ_{g0} ($\text{s}^{-1}\text{m}^{-3}$) | 1.59×10^{-9} | | |

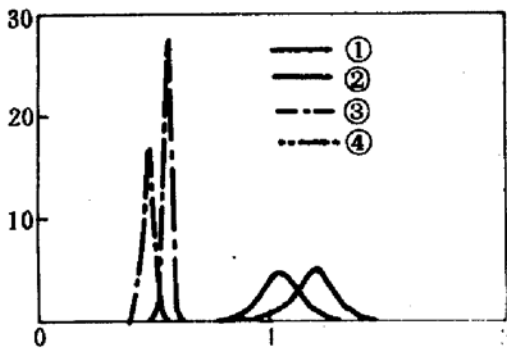


Fig.2 Simulated pulse profiles of a MQWS-CPM-LD in four different cases ①~④, while the material of InGaAs/InGaAsP is refers to ref. [3] and the model parameters are in Table 1. ① regardless the transient grating effects in the A, B and C regions; ② only the grating effects in the A and C regions (FHPW = 180 fs) are considered; ③ only the grating effect in the B regions (FHPW = 43 fs) is taken into account; ④ all the grating effects in the A, B and C regions (FHPW = 37 fs) are taken into account

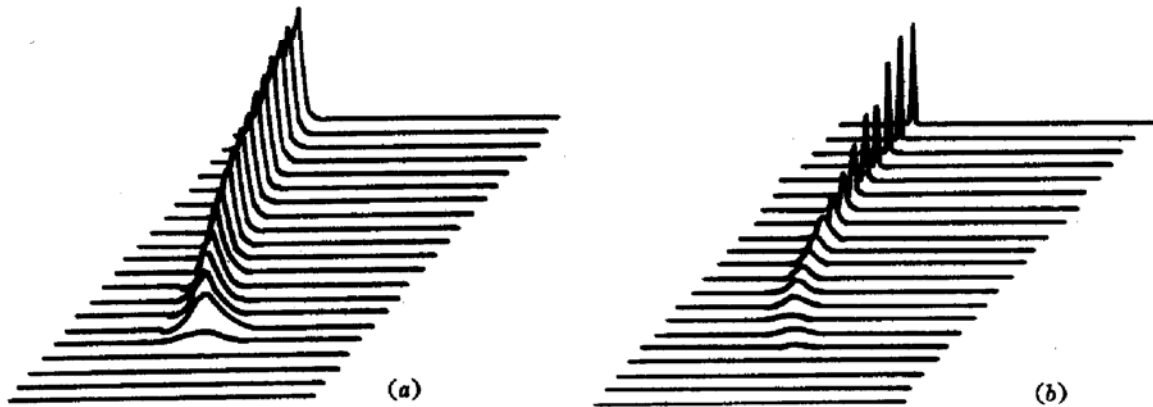


Fig. 3

(a) setting-up of pulse ① defined in Fig. 2; (b) setting-up of pulse ④ defined in Fig. 2

图 2 给出了四个脉冲,脉冲①为不考虑 A, B, C 区的瞬态光栅作用 (FHPW 为 184 fs), 脉冲②为仅考虑 A, C 区的光栅作用 (FHPW 为 180 fs), 脉冲③为仅考虑 B 区的光栅作用 (FHPW 为 43 fs), 脉冲④为 A, B, C 区光栅作用都考虑的情况 (FHPW 为 37 fs)。四种情况给出的 FHPW、峰值功率、峰值位置各不相同。由图可见,光栅作用使脉冲 FHPW 变窄,使峰值功率增高。对于本文采用的模型参数,增益区内的瞬态光栅对脉冲 FHPW 及峰值功率影响不大,吸收区的光栅作用很明显。但并不能由此说明,增益区光栅作用不重要,要根据具体情况决定。一般情况下,两列波的波峰在吸收区中间相碰,并且吸收区的长度比脉冲的空间宽度要大,增益区的瞬态光栅主要发生在两端面附近,其作用大小主要由端面反射率、载流子迁移率和载流子密度随光强的变化情况决定,这些参数大,光栅作用就强,反之则弱。对于吸收区,饱和吸收作用很大,即载流子密度随光强的变化较大,吸收区内的光栅作用很强。尤其当两增益区长度相等时,两列波峰值在吸收区中间相碰,此时 $I_1 = I_0$,光栅作用最大。图 3 给出脉冲 ①、④ 的建立过程。图中每条线为激光器左端面输出的光脉冲,横向长度为 6 ps,纵向间隔为 29.17 ps,即为 $(L_A + L_B + L_C)\bar{n}/c$ 。

参 考 文 献

- 1 R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank. Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking. *Appl. Phys. Lett.*, 1981, 38(9): 671~672
- 2 M. C. Wu, Y. K. Chen, T. Tanbun-EK *et al.*. Transform-limited 1.4 ps optical pulses from a monolithic colliding-pulse mode-locked quantum well laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, 57(8): 759~761
- 3 E. M. Garmire, A. Yariv. Laser mode-Locking with saturable absorbers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1967, QE-3

(6) : 222~226

- 4 H. A. Haus. Theory of mode locking with a slow saturable absorber. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1975, **QE-11**(9) : 736~746
- 5 H. A. Homs. Theory of mode locking with a fast saturable absorber. *J. Appl. Phys.*, 1975, **46**(7) : 3049~3058
- 6 H. A. Haus, Y. Silberberg. Theory of mode Locking of a laser diode with a multiple-quantum-well structure. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1985, **2**(7) : 1237~1243
- 7 H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell System Technical J.*, 1969, **48**(9) : 2909~2947
- 8 M. S. Slix, E. P. Ippen. Pulse shaping in passively mode-locked ring dye lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983, **QE-19**(4) : 520~525
- 9 W. T. Tsan 著, 江剑平等译. 半导体注入型激光器(I), 北京: 清华大学出版社, 1990. 第一章, 第 5 页

A Physical Model for CPM-MQW-LD Mode-Locking Process

Chen Weiyou Zhu Jintian Liu Shiyong

(Department of Electrical Engineering, Jilin University, Changchun 130023)

Abstract In this paper a physical model for CPM-MQW-LD mode-locking process is presented. In the model, the saturable absorbing effect of the absorber and the effect of the transient grating are considered. In addition, the transient gratings occurring at the both facets of the LD and in the gain region near the absorber are also analyzed. As an example, the MQW-LD mode-locking process and the effect of transient grating on laser pulses FHPW and on the peak power are studied.

Key words CPM, MQW-LD mode-locking

* * * * *

《中国激光》被选列为中文核心期刊

核心期刊又称重点期刊或重要期刊。是指刊载某一学科(或专业)的有关信息较多、水平较高、并能够反映该学科的最新成果和前沿动态、受到该专业的读者特别关注的那些期刊。

由于《中国激光》杂志刊载有关无线电电子学和电信技术等专业方面的内容和科技信息、动态等较多、较新、且水平较高,因此,经我国图书期刊研究部门按照文献计量学中的科学方法,进行大规模的统计、筛选和评定后,已确认为这类专业的全国中文核心期刊,名列第 2 位。

还用同样的方法,《中国激光》杂志被选列为 34 种物理学学科的核心期刊之一,名列第 5 位。

(范文田)