

增益开关半导体激光超短脉冲研究

贾 刚 衣茂斌 孙 伟 高鼎三

(集成光电子学国家重点联合实验室吉林大学实验区)

吉林大学电子工程系 长春 130023)

摘要 本文对增益开关法产生半导体激光超短脉冲进行了理论分析和实验研究,得到一些有意义的结论.

EEACC: 4320J, 4360

1 引言

半导体激光器产生的高重复率超短光脉冲列在电光取样系统、模拟-数字转换系统和时分复用系统中都得到了广泛应用. 用短脉冲电流从阈值电流以下驱动半导体激光器产生超短光脉冲的方法通常称之为增益开关法. 顾名思义,增益开关法涉及到调制增益. 半导体激光器通过调制注入电流实现调制增益. 也就是只取出第一个弛豫振荡峰,抑制其余的振荡,得到一个超短光脉冲. 这个超短光脉冲常常比电脉冲短许多. 这是由于半导体激光器的非线性产生的. 用增益开关法产生半导体激光超短脉冲不需要任何光学元件和外腔,简便可靠. 产生的超短脉冲的重复率可以在很大范围内任意改变. 因此,增益开关法受到人们的普遍关注. 本文将给出我们对增益开关法产生超短光脉冲的理论分析和实验结果.

2 增益开关法的理论分析

分析激光动力学过程可以由耦合速率方程组出发. 为了便于分析,采用下面的单模空间平均速率方程组

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - g_0(N - N_T)P - \frac{N}{\tau_n} \quad (1)$$

$$\frac{dP}{dt} = \Gamma g_0(N - N_T)P - \frac{P}{\tau_p} + \Gamma \beta \frac{N}{\tau_n} \quad (2)$$

贾 刚 男,1945 年生,副教授,从事半导体物理与半导体器件物理、光电子学研究

衣茂斌 男,1935 年生,教授,从事半导体物理与器件、光电子学研究

孙 伟 男 1963 年生,副教授,从事半导体物理与器件、光电子学研究

高鼎三 男,1914 年生,教授,中国工程院院士,主要从事半导体物理与器件、光电子学研究

1994 年 8 月 29 日收到初稿,1995 年 1 月 17 日收到修改稿

式中 N 是电子密度, N_T 是透明电子密度, P 是一个腔模中的光子密度, I 是注入电流, V 是有源区体积, τ_n 是电子的自发辐射寿命, τ_p 是腔内光子的寿命, g_0 是光子的微分增益系数, β 是进入激光模式的自发辐射分量, e 是电子电荷, Γ 是光限制因子. (1)式表示电子密度增加的速率等于电子注入速率 I/eV 减去因受激复合而损耗的速率 $g_0(N-N_T)P$, 再减去电子因自发复合而损耗的速率 N/τ_n . (2)式表示光子密度增加的速率等于受激辐射光子速率 $\Gamma g_0(N-N_T)P$ 减去因腔内损耗和端面输出引起的光子损耗的速率 P/τ_p , 加上自发辐射进入激光模式的速率 $\Gamma\beta N/\tau_n$.

2.1 孤立光脉冲的宽度

给半导体激光器加上一个电流脉冲后, 激光器产生一个光脉冲. 当激光器恢复到初始状态后, 再加第二个电流脉冲. 依此类推, 结果脉冲列中相邻两个光脉冲完全相同, 互不影响, 称之为孤立光脉冲. 用增益开关法产生超短光脉冲是捕捉第一个弛豫振荡峰, 抑制其余的振荡. 为了利用关于弛豫振荡的研究结果^[1], 下面的讨论假设电流脉冲是矩形的, 峰值大于稳态阈值电流. 根据弛豫振荡的研究结果^[1], 为了抑制第一个弛豫振荡峰以后的振荡, 矩形电流脉冲最迟必须在电子密度第一次下降到稳态阈值密度时终止. 当矩形电流脉冲持续到开启时间结束时, 电子密度有个过量积累, 产生过冲电子. 开启时间之后超短光脉冲迅速上升, 电子被迅速消耗, 起主导作用的是受激辐射, 所以注入电流和自发辐射可以忽略, 这时描述光脉冲形成过程的速率方程简化为

$$\frac{dN}{dt} = -g_0(N-N_T)P \quad (3)$$

$$\frac{dP}{dt} = \Gamma g_0(N-N_T)P - \frac{P}{\tau_p} \quad (4)$$

很类似 Q 开关情况^[2], 在光脉冲上升阶段, 激光器有很高的增益, 光子密度变化主要由受激辐射项决定, 光子的损耗项 P/τ_p 也可以忽略. 于是由方程(3)和(4)可得

$$P + \Gamma N = P_i + \Gamma N_i = \text{常数} \quad (5)$$

其中 N_i 和 P_i 表示开启时间结束时刻的电子密度和光子密度, 现在把这一时刻取为初始时刻. 初始时刻光子密度较小, 所以可以略去, 于是光子密度和电子密度的关系近似为

$$P = \Gamma(N_i - N) \quad (6)$$

当光子密度达到极大值时, $dP/dt = 0$, 由速率方程(4)得电子密度为阈值电子密度

$$N = N_{th} = N_T + 1/\Gamma g_0 \tau_p \quad (7)$$

把它代入(7)式得峰值光子密度为

$$P_p = \Gamma(N_i - N_T - 1/\Gamma g_0 \tau_p) \quad (8)$$

激光器输出的峰值功率近似为

$$U_p = P_p V h \nu / \tau_p \quad (9)$$

h 为普朗克常数, ν 为光脉冲中心频率.

激光能量是由在受激辐射过程中消耗电子提供的. 初始时刻电子密度为 N_i , 终止时刻电子密度为 N_T , 所以光脉冲的总能量近似为

$$U = \Gamma(N_i - N_T) V h \nu \quad (10)$$

所以光脉冲的宽度近似为

$$\Delta t = U/U_p = \tau_p / [1 - 1/\Gamma g_0 \tau_p (N_i - N_T)] \quad (11)$$

在 $\Gamma_{g0}\tau_p(N_i - N_T) \gg 1$ 的条件下

$$\Delta t = \tau_p + 1/\Gamma_{g0}(N_i - N_T) \quad (12)$$

这个描述孤立光脉冲宽度的近似表达式明确给出缩短超短光脉冲宽度的途径:降低光子寿命,提高光限制因子,提高光增益系数和提高过冲电子密度.这些结论与已经报道的实验结果一致^[3~11].

提高光限制因子和过冲电子密度,也就是提高 $\Gamma(N_i - N_T)$ 由(10)式可知,就是提高光脉冲的总能量.由此可得出结论:光脉冲总能量越高,光脉冲峰值功率越高,光脉冲宽度越窄.过冲电子密度 N_i 是由电子的注入速率与复合速率决定的,所以 τ_n 越大越有利于过冲电子的积累.同时电流限制特性好的激光器也对产生窄的超短光脉冲有利,因为电流的利用率高.

在激光器已经制成的条件下,可以控制的因素只有过冲电子密度.对于短脉冲电流驱动的激光器,要保证能产生激光脉冲,必须在脉冲电流持续的时间间隔内提供足够多的电子,以保证电子密度达到阈值以上,所以有效阈值电流要提高.对于非常短的电流脉冲宽度 τ ,相应的有效阈值电流可近似为

$$I_{\min} = I_{th}\tau_n/\tau \quad (13)$$

这说明电流脉冲越窄,电流脉冲峰值越高.因此在激光器参数给定时,外加的脉冲电流峰值越高,脉冲宽度越窄,越有利于过冲电子的积累.

2.2 连续光脉冲的分析

用增益开关法产生孤立光脉冲的必要条件是电流脉冲的重复周期 T 、电子寿命 τ_n 和光子寿命 τ_p 满足下面的关系

$$T \gg \tau_n \gg \tau_p \quad (14)$$

如果注入电流脉冲的周期 T 可以和电子寿命 τ_n 相比较或者还要短,情况就和前面孤立光脉冲的情况不同了.前一个光脉冲结束后,残留一部分电子.后一个电流脉冲开始时,还有部分没有衰减尽的电子.这些残留电子的影响相当于给激光器加上直流偏置,并且每个周期内都不相同,所以对激光器产生超短光脉冲很不利^[12].因此光脉冲重复率很高时,降低光子寿命的同时也得降低电子的寿命.另外一种办法就是每个正电流脉冲之后加一个负电流脉冲,抽取残留电子,从而满足孤立光脉冲条件.

3 增益开关法的实验研究

由于我们实验中使用的激光器参数已经确定,所以只能改变电流脉冲获得尽可能好的结果.理论分析已经表明,要获得宽度尽可能窄,峰值功率尽可能高的超短光脉冲,驱动激光器的矩形电流脉冲的宽度也要尽可能窄,峰值电流值也要尽可能高.这种矩形电流脉冲的产生很不容易.我们是用强微波信号驱动直流偏置在阈值附近的激光器.正弦形式的微波信号与直流偏置叠加的结果,由于负半周的存在,相当于峰值很高的脉冲电信号和一个低于稳态阈值的直流偏置的叠加,有利于过冲电子的产生,产生较短的超短激光脉冲.

3.1 实验

实验中选用的微波封装的 BC 结构的 InGaAsP 激光器,激光波长 $1.3\mu\text{m}$,最大直流功率可达 50mW 以上;阈值电流为 23.3mA ,具有良好的电流限制特性,能够有效地使大功率信

号电流集中流过有源区. 该激光器采用倒装结构, 散热特性好, 但分布电容较大. 微波信号和直流偏置通过由一个电容和一个电感组成的 T 形偏置器加到激光器上. 半导体激光器的输出首先用快速探测器接收, 用配有 S_4 取样头的 Tek7104 示波器观测, 选取适当匹配的微波功率和直流偏置, 使光脉冲是单脉冲, 并且重复率和微波频率一致^[13].

然后用我们研制的光学自相关系统进行精确测量^[14,15]. 通过强度自相关曲线得到超短光脉冲的半极大处全宽度 (FWHM). 这时进一步调整微波功率和直流偏置, 使增益开关激光器工作在最佳状态, 获得最短的超短光脉冲. 实验获得的重复率从 1GHz 到 5GHz 的超短光脉冲的典型数据已有报道^[16].

3.2 结果讨论

用微波信号直接强调制半导体激光器, 电子寿命的影响必须考虑. 实验中使用的激光器的电子寿命在 2ns 左右, 所以调制频率为 1—2GHz 时残留电子的影响较小, 容易产生较多的过冲电子, 能够得到较窄的光脉冲. 当调制频率在 3GHz 以上时, 残留电子的影响逐渐变强, 所以要得到窄的单脉冲必须提高微波功率, 使负半周的抽取作用加强, 消除残留电子. 同时由于调制频率增高, 注入电子的时间间隔内提供的电子数减少, 为了提供较多的电子, 也需要提高微波功率. 但通常这还不够, 还需要增加直流偏置来补充电子, 以便产生较多的过冲电子. 不利的是同时也降低了负半周的抽取作用. 所以微波功率和直流偏置之间有一个最佳匹配条件.

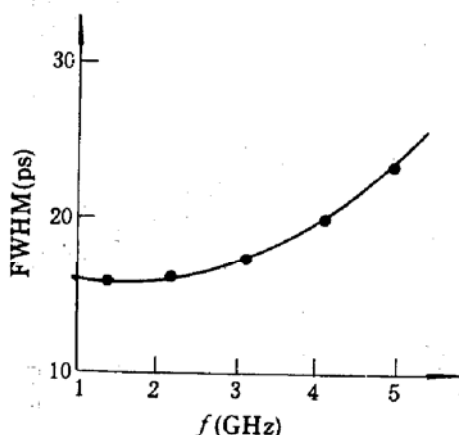


图1 光脉冲的宽度随重复频率的变化

证实了上述分析的合理性.

图3给出光脉冲平均功率随重复频率变化的实验曲线. 重复率越高, 光脉冲平均功率越低. 联想到重复频率越高, 光脉冲也越宽的实验结果, 不难得出光脉冲越窄, 光脉冲峰值功率也越高的结论, 与理论分析一致.

图1给出输入微波功率一定时超短光脉冲宽度随重复频率提高而加宽的规律. 这是因为微波功率一定时, 调制频率提高, 每个周期内的能量随之降低, 所以注入电子时间间隔内提供的电子数减少, 同时残留电子影响也逐渐变强, 相应地所能提供的产生超短光脉冲的过冲电子数减少, 所以光脉冲随之加宽. 随着调制频率的增加, 激光器的分布电容对微波信号的旁路作用也随之增强, 加到有源区的微波信号也随之降低, 加剧了光脉冲的展宽.

图2中的实验曲线给出激光器偏置电流在 1.5 倍阈值时, 调制微波信号频率分别为 2、3、4GHz 时所产生的光脉冲的宽度随微波功率增加而变窄的规律, 进一步

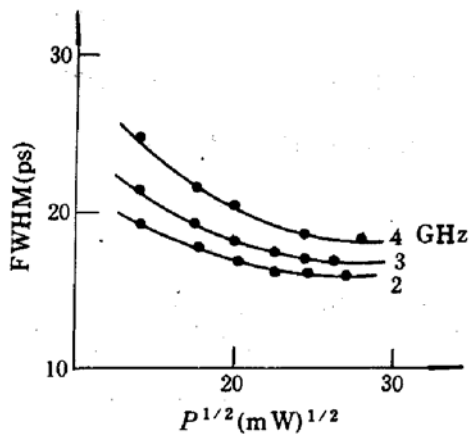


图2 光脉冲宽度随重复频率的变化

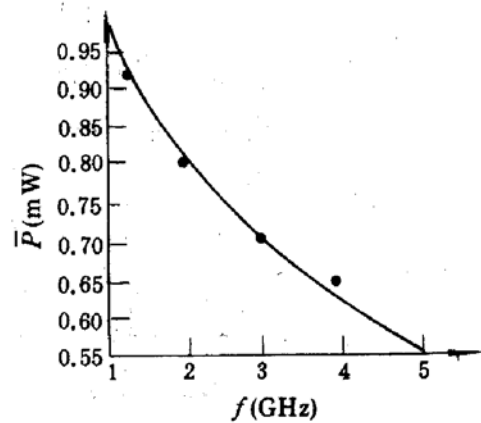


图3 光脉冲平均功率随重复率的变化

4 结论

通过对增益开关半导体激光器产生超短光脉冲的分析,由简化的速率方程组得到的解析结果与目前已经报道的实验结果一致,对激光器的参数和驱动电流脉冲的特性选择有一定意义.我们进行的增益开关半导体激光超短脉冲实验支持了我们的理论分析.

参 考 文 献

- [1] G. H. B. Thompson, *Physics of Semiconductor Laser Devices*, New York, John Wiley and Sons, 1980, Chapter 7.
- [2] A. E. Siegman, *Lasers*, Oxford Univ. Press, 1986, Chapter 26.
- [3] H-F. Liu, M. Fukazawa, Y. Kawai and T. Kamiya, *IEEE J. Quantum Electron.*, 1989, **QE-25**:1417.
- [4] G. J. Aspin, J. E. Carroll and P. G. Plumb, *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **39**:860.
- [5] K. Kamite, H. Sudo, M. Sugano *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **54**:208.
- [6] Y. Arakawa, T. Sogawa, N. Nishioka *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **51**:1295.
- [7] T. Sogawa, Y. Arakawa and T. Kamiya, *Electron. Lett.*, 1988, **24**:170.
- [8] C. Lin, P. L. Liu, T. C. Damen *et al.*, *Electron. Lett.*, 1980, **16**:600.
- [9] D. Bimberg, K. Ketterer, H. E. Scholl and H. P. Vollmer, *Electron. Lett.*, 1984, **20**:840.
- [10] H. Ito, H. Yokoyama, S. Murata and H. Inaba, *Electron. Lett.*, 1979, **15**:738.
- [11] H. Ito, H. Yokoyama, S. Murata and H. Inaba, *IEEE J. Quantum Electron.*, 1981, **QE-17**:663.
- [12] K. Y. Lau and A. Yariv, *Opt. Commun.*, 1980, **35**:337.
- [13] 贾刚、孙伟、衣茂斌、高鼎三, *红外研究*, 1990, **9**(5):389.
- [14] 贾刚、孙伟、衣茂斌、高鼎三, *吉林大学自然科学学报*, 1990, **3**:42.
- [15] 贾刚、孙伟、衣茂斌、高鼎三, *半导体学报*, 1990, **11**(9):674.
- [16] 孙伟、衣茂斌、王艳辉、刘宗顺, *半导体学报*, 1991, **12**(9):575.

Study of Ultrashort Optical Pulse Generation by Gain Switching of Semiconductor Lasers

Jia Gang, Yi Maobin, Sun Wei and Gao Dingsan

*(National Integrated Optoelectronics Laboratory, Jilin University Region,
Department of Electronic Engineering, Jilin University, Changchun 130023)*

Received 29 August 1994, revised manuscript received 17 January 1995

Abstract Ultrashort optical pulse generation by gain switching of semiconductor lasers is analysed theoretically and studied experimentally. The conclusions having the meaning for generation of as short as possible ultrashort optical pulses by gain switching semiconductor lasers are reached.

EEACC: 4320J, 4360