

DH-GaAlAs 激光器的非对称脉冲振荡研究

詹玉书 许宝西 许长存 过巴吉 方芳

(西北电讯工程学院技术物理系) (北京华北计算机研究所)

Study of asymmetrical pulse oscillation in AlGaAs DH lasers

Zhan Yushu, Xu Baoxi, Xu Changcun, Guo Siji

(Northwest Institute of Telecommunication Engineering, Xian)

Fang Fang

(North China Computer Institute, Beijing)

提要: 本文报道了 DH-GaAlAs 半导体激光器的非对称激光脉冲振荡的实验观察结果。用求解激光器的速率方程得出的数值解,可较好地解释所观察到的非对称激光脉冲振荡现象。通过计算给出了半导体激光器的非对称脉冲振荡工作区,即产生非对称激光脉冲时,偏置直流、射频电流和调制频率的范围。

一、引言

1981年, Paoli 首次观察到质子轰击条形 GaAlAs 激光器的亚谱脉冲振荡^[1]。他用 1.2 GHz 的微波电流注入到激光二极管,从激光检测的频谱分析中发现,输出激光脉冲的重复频率为 600 MHz,即正好等于驱动电流频率的 1/2。1983年, Kawaguchi 和 Otsuka 对 InGaAsP-SAS 激光二极管进行正弦微波调制时,也获得了亚谱脉冲激光输出^[2],调制频率为 3.1 GHz,激光脉冲的重复频率为 1.55 GHz。Paoli 和 Kawaguchi 等人的工作仅限于偏置直流大于阈值电流的情况,并且没有进行更深入的理论分析。

我们用中国科学院半导体所工厂和上海

光机所等单位生产的 DH-GaAlAs 半导体激光器进行超短脉冲实验时,不但发现了亚谱激光脉冲振荡,同时,还发现了更一般的,我们称之为非对称的激光脉冲振荡。实验观察表明,亚谱脉冲振荡是非对称脉冲振荡的特殊情形。

利用求解半导体激光器的速率方程,能较好地解释所观察到的现象,并计算出产生非对称激光脉冲振荡的工作区。数值分析还得出,在一定条件下,半导体激光器还可能产生三分频亚谱激光脉冲振荡,即每注入三个电流脉冲,产生出一个激光脉冲。本文第三节将给出数值分析的详细结果。

就我们所知,非对称激光脉冲振荡现象

收稿日期:1987年7月3日。

还没有人进行过深入的分析。因此,对它进行研究无论在理论上或在实际上都具有重要意义。

二、实验结果

实验装置如图 1 所示。偏置直流和射频调制电流都通过驱动电路加至激光二极管 LD 上。LD 为单横模多纵模电极条形双异质结 GaAlAs 半导体激光器, 阈值电流 75 mA, 斜率效率约 0.3 mW/mA。驱动电路同时还起阻抗匹配作用, 因此, 由微波功率计所监测的射频功率 P_{RF} 和加至激光二极管的射频电流 I_{RF} 的平方成正比。激光脉冲用 GT-231 型雪崩光电二极管检测, 用 SQ-27 取样示波器显示。GT-231 APD 的量子效率为 60%, 响应时间为 200ps, SQ-27 示波器的带宽为 1GHz, 整个系统的响应速度能满足 $f_m < 1\text{GHz}$ 的测量要求。

图 2 给出了调制频率 $f_m = 850\text{MHz}$ 时输出激光脉冲随射频功率的变化。实验所用激光器的阈值电流 $I_{th} = 75\text{mA}$ 。偏置直流 $I_{DC} = 60\text{mA}$, 小于阈值电流。在射频功率 $P_{RF} \geq 0.242\text{W}$ 时, 输出为正常激光脉冲[图 2(a)]。如果降低射频功率, 则可能出现非对称激光脉冲输出如图 2(b) 所示。这时, 脉冲序列由高低相间的两类脉冲组成。这种脉冲序列在无线电技术中称为非对称脉冲。因此, 我们把图 2(b) 所示的激光脉冲振荡称为非对称激光脉冲振荡。

进一步降低射频功率, 强度较小的激光

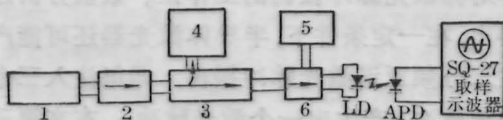


图 1 实验装置方框图

- 1—150~1000 MHz 信号源; 2—可变衰减器;
3—方向耦合器; 4—微波功率计; 5—直流电源;
6—驱动电路; LD—半导体激光器; APD—雪崩光电二极管



图 2 调制频率 $f_m = 850\text{MHz}$ 时非对称激光脉冲的产生

- (a) $I_{DC} = 60\text{mA}$, $P_{RF} = 0.242\text{W}$; (b) $I_{DC} = 60\text{mA}$, $P_{RF} = 0.215\text{W}$; (c) $I_{DC} = 60\text{mA}$, $P_{RF} = 0.184\text{W}$ 。纵坐标 5 mV/div, 横坐标 1 ns/div

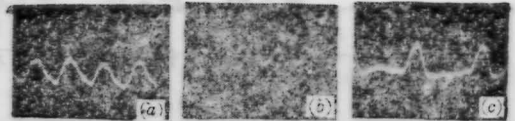


图 3 调制频率 $f_m = 500\text{MHz}$ 时对称-非对称-亚谐波激光脉冲的过渡

- (a) $I_{DC} = 30\text{mA}$, $P_{RF} = 0.838\text{W}$; (b) $I_{DC} = 30\text{mA}$, $P_{RF} = 0.816\text{W}$; (c) $I_{DC} = 30\text{mA}$, $P_{RF} = 0.792\text{W}$ 。纵坐标和横坐标与图 2 相同

脉冲随之变弱以至最后从脉冲序列中消失, 变成如图 2(c) 所示的形状。这时脉冲的重复频率等于驱动电流频率的 1/2。这就是亚谐波激光脉冲振荡。由此可见, 亚谐波脉冲振荡不过是非对称脉冲振荡的特殊情形。

非对称脉冲振荡的出现和调制频率 f_m 密切相关。在我们的实验中, 当射频电流的频率(即调制频率 f_m)低于 500 MHz 时, 变换其它各种实验参数, 始终未观察到非对称激光脉冲振荡。图 3 给出了 f_m 刚好等于 500 MHz 时, 激光脉冲从对称变化为非对称, 再变化为亚谐波脉冲的一个例子。从图 3 可见, 这时非对称振荡比 $f_m = 850\text{MHz}$ 时弱得多。

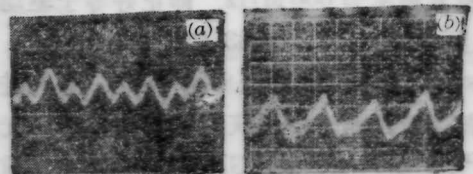


图 4 偏置直流对激光脉冲的影响

- $f_m = 1\text{GHz}$, $P_{RF} = 0.88\text{W}$, 纵坐标 5 mV/div, 横坐标 1 ns/div; (a) $I_{DC} = 42\text{mA}$; (b) $I_{DC} = 45\text{mA}$

维持射频功率不变, 改变偏置直流时, 也

可将对称激光脉冲振荡变成非对称脉冲振荡和将非对称激光脉冲振荡变成亚谱脉冲振荡。图4给出一例：当 $f_m=1\text{GHz}$ 、 $P_{RF}=0.88\text{W}$ 时，偏置直流从 45mA 变化至 42mA 就可使非对称激光脉冲振荡[图4(a)]蜕变为亚谱激光脉冲振荡[图4(b)]。

所有的实验结果均表明，只有当偏置电流、射频功率和频率在一定范围内才能产生非对称激光脉冲振荡。也就是存在一个非对称脉冲振荡工作区，激光器的工作参数 (I_{DC} 、 I_{RF} 和 f_m) 在这个区域内即产生非对称激光脉冲振荡，在这个区域外则产生正常的对称激光脉冲振荡，或者不产生任何激光脉冲振荡。

三、理论分析

半导体激光器的速率方程为

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{J}{ed} - A(N_e - N_0)N_p - \frac{N_e}{\tau_e} \quad (1)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = A(N_e - N_0)N_p - \frac{N_p}{\tau_p} + B \frac{N_e}{\tau_e} \quad (2)$$

式中 N_e 、 N_p 分别为激活层内的载流子浓度和光子密度， N_p 即代表输出光强。 J 为注入电流密度， d 为激活层厚度。 τ_e 、 τ_p 分别为载流子和光子的寿命。 N_0 为产生粒子数分布反转时的载流子浓度。 A 为与增益有关的常数， B 为自发发射光入射到激光模式中的百分数。方程(1)、(2)没有考虑载流子和光子在激活区内的空间分布，严格说它们只适合于单模激光器。但是，如果把 N_p 、 N_e 考虑成各模式光强的平均值和载流子空间平均值，也可用(1)、(2)式来求解多模激光器的瞬时特性^[3,4]。我们也用多模速率方程进行过求解，两者的结果在激光时域特性方面没有本质差别。

在我们的分析中取 $\tau_e=2\text{ns}$ ， $\tau_p=2\text{ps}$ ， $B=10^{-4}$ ， $A=\frac{1}{N_{th}}\left(\frac{\tau_p}{1-\xi}\right)$ ， $\xi=0.3$ 。 N_{th} 为阈值载流子浓度。这些数值和本文最后所列

参考文献中采用的典型数据是一致的。因此所求出的结果具有一定普遍意义并能相互进行比较。

方程(1)、(2)可用变步长龙格-库塔法求解。图5是求出的一组解答。说明射频电流变化时，激光器从对称脉冲振荡工作逐步变为非对称和亚谱脉冲振荡工作。射频电流较大时，激光器输出正常的对称激光脉冲，如图5(a)所示。图5(a)还给出了射频电流的波形和载流子的变化。当射频电流 I_{RF} 降低到 $2.9I_{th}$ (I_{th} 为阈值电流)时，则激光输出为非对称脉冲，如图5(b)所示。图中只绘出两个周期内光脉冲(即 N_p)和载流子的变化。载流子 N_e 和光子密度 N_p 随时间的变化以 $2T$ 为周期， T 为射频电流的周期。进一步降低射频电流则载流子相应降低以致每个电流脉

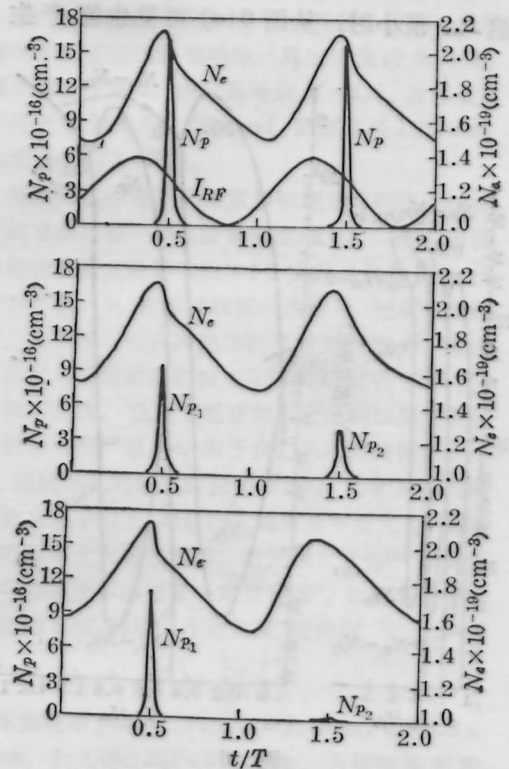


图5 射频电流对激光脉冲的影响

(射频电流的频率 $f_m=1\text{GHz}$ ， $\tau_e=2\text{ns}$ ， $\tau_p=2\text{ps}$ ， $I_{DC}=0.2I_{th}$)；(a) $I_{RF}=3.2I_{th}$ ，对称激光脉冲；(b) $I_{RF}=2.9I_{th}$ ，非对称激光脉冲；(c) $I_{RF}=2.8I_{th}$ ，亚谱激光脉冲

冲不足以维持一个振荡的光脉冲, 这时激光器只能作亚谱激光脉冲振荡[图 5(c)]. 由此看来, 方程(1)、(2)的数值解完全能解释前一节所述的实验结果。

图 5(c) 中还包括一个强度极小的光脉冲 N_{p2} 。实际上, 由于 $N_{p2} \ll N_{p1}$, N_{p2} 可能被自发辐射噪声所淹没。这时 $N_{p2} \neq 0$ 和方程(2)中 $B \neq 0$ 有关。当 I_{RF} 减小, N_{p2} 还可能进一步降低。

一般情况下, 非对称激光脉冲振荡区和射频电流 I_{RF} 的关系如图 6(a) 所示。图中 N_{p1} 和 N_{p2} 分别代表脉冲序列中强度不等的两组脉冲的振幅。如果 $N_{p1} = N_{p2}$, 则代表正常的对称脉冲。从图 6(a) 可见, 当射频电流足够大时, 激光脉冲振荡总是对称的, 非对称激光脉冲振荡只发生在 I_{RF} 较小的情况下。虽然 I_{RF} 很小时, 从图 6(a) 可见也能产生

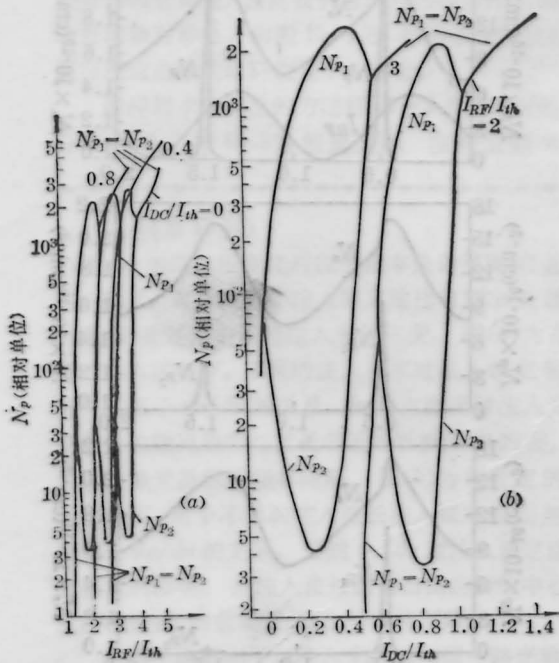


图 6

(a) 非对称脉冲振荡区和射频电流 I_{RF} 的关系。其中直流偏置电流为参变量, 分别为 $I_{DC} = 0$ 、 $I_{DC} = 0.4I_{th}$ 和 $I_{DC} = 0.8I_{th}$, 调制频率 $f_m = 800$ MHz, 其它参数和图 5 相同; (b) 非对称脉冲振荡区和偏置直流的关系, $I_{RF} = 2I_{th}$ 和 $I_{RF} = 3I_{th}$, 调制频率 $f_m = 800$ MHz, $\tau_e = 2$ ns, $\tau_p = 2$ ps

对称脉冲振荡, 但是这时 N_p 很小, 和自发辐射噪声相差不多。图 6(a) 中的三组曲线在某些区域内满足 $N_{p1} \gg N_{p2}$, 且 N_{p2} 可以忽略, 这时激光器便处于亚谱脉冲振荡状态, 如前所述, 实际上 N_{p2} 在示波器上是无法显示出来的, 其大小已在噪声电平以下。

偏置直流 I_{DC} 对非对称振荡区的影响和射频电流 I_{RF} 相类似, 其典型计算结果如图 6(b) 所示。

产生非对称激光脉冲振荡的频率范围如图 7 所示。只有当 $f_1 > f_m > f_2$ 时, 才产生非对称脉冲振荡。

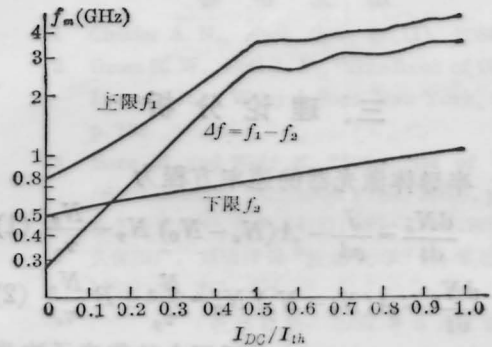


图 7 产生非对称激光脉冲振荡的调制频率范围

$$I_R = 4I_{th}, \tau_e = 2\text{ns}, \tau_p = 2\text{ps}$$

产生非对称振荡的上, 下限频率和 τ_e 的关系如图 8 所示, τ_e 越大, f_1, f_2 越小。半导体激光器的脉冲弛豫速率和 τ_e 也有类似的关系^[4]。我们认为, 形成非对称激光脉冲振荡的主要因素是载流子的弛豫作用。从图 5 和图 8 可以证实这一点。

由于载流子的弛豫作用, 在一定条件下还可能产生三分频亚谱激光脉冲振荡(图 9)。图 9 为数值分析结果, 有待实验来证实。值得注意的是, 图 9 所示某些时刻, 虽然 $N_e > N_{th}$, 但却无激光输出。Otsuka 等人在分析亚谱激光脉冲振荡时, 也得到过类似的结果。

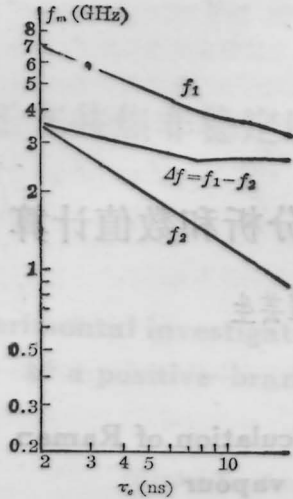


图8 非对称振荡频率 Δ 和 τ_c 的关系
 $I_{DC}=1.2I_{th}$, $I_{RF}=I_{th}$

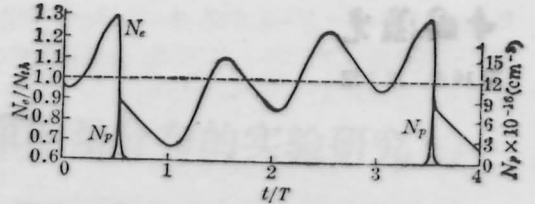


图9 三分频亚谐波激光脉冲振荡
 $\tau_c=2\text{ns}$, $\tau_p=10\text{ps}$, $\Delta N_{th}=5 \times 10^{11}$, $\xi=0.8$,
 $B=0$, $I_{DC}=I_{th}$, $I_{RF}=2I_{th}$, $f_m=800\text{MHz}$

参 考 文 献

- 1 Thomas L. Paoli, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 675~680(1981)
- 2 H. Kawaguchi and K. Otsuka, *Electr. Lett.*, **19**, 668~669(1983)
- 3 J. P. Van der Ziel and R. A. Logan, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-18**, 1340~1350(1982)
- 4 H. Kressel *et al.*, *Semiconductor Lasers and Hetero-junction LEDs*, (Academic Press), 1977

(上接第6页)

3.4 脉宽与输出功率

用强流管接收, 宽带存储示波器观察, 拍得的输出光波形和泵浦波形如图8所示。两者半极大全宽度相差不大, 约为10ns。然而, 输出光脉冲的前沿比泵浦光的前沿平坦, 而

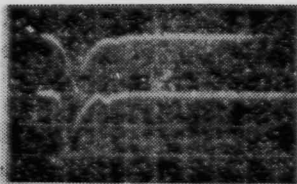


图8 输出光(上)和泵浦光(下)的波形照片

且其峰值稍有后移, 因为腔内损耗所致。

由实测数据, 算出最大峰值功率为0.5MW, 输出功率密度为52MW/cm²。

张邦星同志参加了本实验的前期工作, 本室晶体生长组提供了优质晶体, 许宝健等同志给予高质量加工, 邹成就同志对本文提出了宝贵意见, 在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- 1 P. F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3**(1), 125(1986)
- 2 A. Sanchez *et al.*, *Opt. Lett.*, **11**(6), 363(1986)
- 3 P. Lacovara *et al.*, *Opt. Lett.*, **10**(6), 273(1985)

(上接第19页)

理时, 近似地取 T_2 等于无穷大, 由输入高斯泵浦波形得到输出的多峰喇曼波形, 能近似解释铝蒸气的实验结果。但在Ba是蒸气实验中, T_2 约为0.16ns, 脉宽 τ_p 等于40ns, T_2 与 τ_p 相比是有限的, 不能认为 T_2 无穷大, 对于这种准稳态情形, 式(15b)中的弛豫项 v_2/T_2 发挥作用, 这时就应该考虑 T_2 的作用。我们计及 T_2 的影响, 计算结果与实验观察基本

相同。

本工作的实验得到魏运荣、董景星、丁爱臻等同志的帮助, 作者在此表示衷心感谢。

参 考 文 献

- 1 R. L. Carman *et al.*, *Phys. Rev.*, **2**, 60(1970)
- 2 N. Tan-no *et al.*, *Phys. Rev.*, **12**, 159(1975)
- 3 G. I. Kachen, W. H. Lowdermilk, *Phys. Rev.*, **14**, 1472(1976)