

文章编号: 0258-7025(2003)12-1065-05

# 新型多量子阱被动锁模半导体 激光器噪声分析

杜荣建<sup>1,2</sup>, 向望华<sup>1</sup>, 张贵忠<sup>1</sup>, 张良<sup>1</sup>

<sup>1</sup>天津大学精密仪器与光电子工程学院光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072  
<sup>2</sup>天津理工学院光电信息与电子工程系, 天津 300191

**摘要** 对多量子阱被动锁模半导体激光器的噪声理论进行了系统的分析, 并给出了半导体激光器腔内相位随载流子浓度变化的关系。研究表明, 被动锁模半导体激光器(MLLDs)的总噪声主要由散粒噪声、自发辐射放大噪声、频率调制噪声和量子噪声组成, 分别由光场的振幅、频率和载流子的相位噪声等所致的结果。

**关键词** 激光技术; 锁模半导体激光器; 时间抖动性; 光纤通信; 多量子阱

中图分类号 TN 248.4; TN 929.11 文献标识码 A

## Noise Analyses of New Multi-quantum-well Passively Mode-locked Laser Diodes

DU Rong-jian<sup>1,2</sup>, XIANG Wang-hua<sup>1</sup>, ZHANG Gui-zhong<sup>1</sup>, ZHANG Liang<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Opto-electronics Information Technical Science, College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, EMC, Tianjin University, Tianjin 300072, China  
<sup>2</sup>Dept. of Opto-electronic Information and Electronic Engineering, Tianjin Institute of Technology, Tianjin 300191, China

**Abstract** In this paper, the noise theory of monolithic multi-quantum-well passively mode-locked laser diodes (MLLDs) is discussed, and the phase variation curve with carrier population of MLLDs is found. Therefore, it is important to understand the dynamic theory of mode-locked laser diodes in order to reduce its noise for fibre-optic communication system.

**Key words** laser technique; mode-locked laser diodes (MLLDs); time jittering; fiber-optic communication; multi-quantum wells (MQW)

## 1 引言

目前, 世界各国都斥巨资研究超高速光纤通信系统, 已经报道的实验系统传输速率已超过 10.92 Tbit/s(日本 NEC 公司提供)。光纤通信系统的飞速发展, 使超高速的数据通信传输成为可能。由于半导体激光器以其优异的电学和光学性质, 在光纤通信技术中已得到极为重要和广泛的应用, 作为具有巨大潜在应用价值的量子阱半导体激光器, 也正成

为国内外研究的热点课题之一, 但其噪声却限制了通信系统的信噪比, 从而影响整个光纤通信系统性能的发挥。因此, 正确理解半导体激光器的动力学噪声理论, 以便减少光发射机的噪声, 这对整个通信系统是非常必要的。

本文通过对新型多量子阱被动锁模半导体激光器结构特点的讨论, 系统地分析了被动锁模半导体激光器的噪声理论, 得到了一些有益的结果。

收稿日期: 2002-12-05; 收到修改稿日期: 2003-02-26

基金项目: 国家自然科学基金(No. 69987002 和 No. 69978015)和天津市教委(No. 020623)资助项目。

作者简介: 杜荣建(1970—), 男, 天津理工学院光电信息与电子工程系讲师, 博士研究生, 主要从事超高速光通信方面的研究。E-mail: rjdu@eyou.com

## 2 多量子阱被动锁模半导体激光器的结构

在实验中所使用的多量子阱被动锁模半导体激光器(MLLDs),由日本 NEC 公司提供,其半导体芯片结构如图 1 所示。MLLDs 腔长为  $500\ \mu\text{m}$ ,其中增益区(Gain side)为  $460\ \mu\text{m}$ ,饱和吸收区(SA side)为  $40\ \mu\text{m}$ ,增益介质 InGaAsP 具有 6 个量子阱,并且可饱和

和吸收区和增益区具有完全相同的有源层和波导结构,在这些区域之间有几百至几千欧姆的阻值。当增益区域正向注入电流时,显示出增益特性;饱和吸收区加上反向偏压时,呈可饱和吸收特性,与增益区靠近的端面镀增透膜,使  $1.55\ \mu\text{m}$  光脉冲顺利输出。其增益介质结构如图 2 所示。

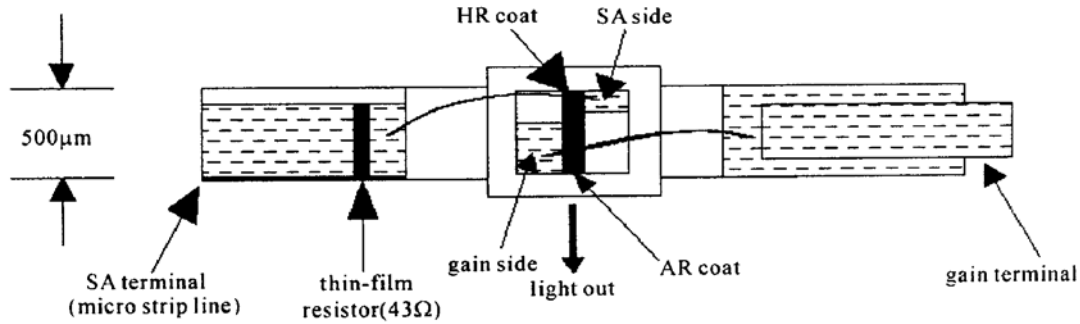


图 1 多量子阱锁模半导体激光器芯片结构示意图

Fig. 1 Chip configuration of MQW-MLLDs

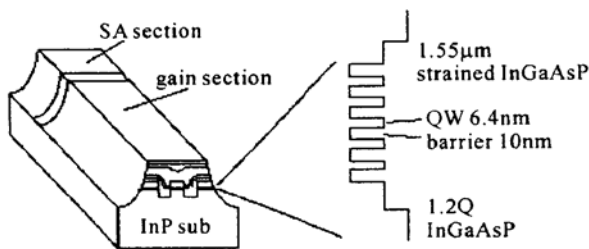


图 2 基于 InGaAsP/InP 的多量子阱增益介质结构图

Fig. 2 Configuration of MQW gain medium based on InGaAsP/InP

## 3 理论分析

H. A. Haus 和 Mecozzi<sup>[1]</sup>已经在理论上讨论了一般锁模激光器的噪声,当半导体激光器达到稳定状态后,激光输出功率和频率就保持恒定了;而实际上,由于自发辐射的偶然性使光场的相位产生起伏并造成输出激光有一定的谱线宽度,同时还不断地改变着光场的强度和相位;激光器输出强度的起伏就表现为强度调制噪声,而相位起伏就表现为频率调制噪声,都来源于激射过程本身的量子特性,但它们是在增益弛豫时间很小(ms 量级)时对固体激光器而言。对于 MQW-MLLDs,其载流子的寿命是很短的,一般为  $2\ \text{ns}$  左右,光子寿命约为  $1.5\ \text{ps}$ ,因此噪声理论是不同的。我们经过系统的理论分析认为:MQW-MLLDs 的总噪声主要是由自发辐射(ASE)噪

声、载流子的散粒噪声、锁模噪声和量子噪声组成。

对 MLLDs 腔内光脉冲信号往返一次的光场变化,遵循如下方程式<sup>[2,3]</sup>

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} a = \left[ -l + g \left[ 1 - \frac{1}{\Omega_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] - \frac{1}{\Omega_f} \cdot \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\Omega_f^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + jD \frac{\partial^2}{\partial t^2} + (\gamma - j\delta) |a|^2 + \frac{1}{2} (M_{AM} + jM_{PM}) [1 - \cos(\omega_m t)] \right] a + T_R S(t, T) \quad (1)$$

式中  $T$  为腔内往返一次连续的时间变化,  $t$  为脉冲波形的短时间变化,  $T_R$  为往返一次时间,  $a(T, t)$  为腔内光场的振幅大小,  $l$  为腔内增加的损耗,  $g$  为腔内增加的增益,  $\Omega_g$  为增益带宽,  $\Omega_f$  为滤波器带宽,  $\gamma$  为自振幅调制因子,  $\delta$  为自相位调制因子,  $D$  为群速度色散,  $S(t, T)$  为自发辐射噪声源,  $M_{AM}$  为振幅调制深度,  $M_{PM}$  为相位调制深度;同时, ASE 造成的噪声波动变化包括能量变化  $\Delta W$ , 载流子相位变化  $\Delta\theta$ , 频率变化  $\Delta f$  和时间变化  $\Delta t$  随连续往返时间  $T$  的变化如下

$$\frac{d}{dT} \Delta W = A_{WW} \Delta W + A_{WN} \Delta N + S_W(T) \quad (2)$$

$$\frac{d}{dT} \Delta\theta = A_{\theta W} \Delta W + A_{\theta N} \Delta N + S_\theta(T) \quad (3)$$

$$\frac{d}{dT} \Delta f = A_{ff} \Delta f + A_{ft} \Delta t + S_f(T) \quad (4)$$

$$\frac{d}{dT} \Delta t = A_{ww} \Delta W + A_{ff} \Delta f + A_{uu} \Delta u + S_t(T) \quad (5)$$

而由散粒噪声所致的载流子浓度  $\Delta N$  变化为

$$\frac{d}{dT} \Delta N = A_{NW} \Delta W + A_{NN} \Delta N + S_N(T) \quad (6)$$

式中  $S_w(T)$ ,  $S_0(T)$ ,  $S_f(T)$ ,  $S_t(T)$  和  $S_N(T)$  分别为能量变化、载流子相位变化、频率变化、时间变化和载流子浓度变化  $\Delta N$  随往返时间  $T$  的变化而引入的噪声变换函数。其中  $A_{ww}$ ,  $A_{ff}$ ,  $A_{uu}$  和  $A_{NN}$  分别为能量变化、频率变化、时间变化和载流子浓度随连续往返时间  $T$  的变化的自身影响因子, 而  $A_{wN}$ ,  $A_{0W}$ ,  $A_{0V}$ ,  $A_{ft}$ ,  $A_{wv}$ ,  $A_{fv}$ ,  $A_{NW}$  分别为  $\Delta W$ ,  $\Delta \theta$ ,  $\Delta f$ ,  $\Delta t$  和  $\Delta N$  相互作用的影响因子, 它们的表达式如下

$$A_{ww} = \left[ -2g - \frac{2}{3\Omega_f^2 \tau^2} + \frac{\pi^2}{6} M_{AM} W_m^2 \tau^2 + \frac{W_0 \gamma}{\tau} \right] / T_R$$

$$A_{wN} = \mathcal{O} P_0 h \nu,$$

$$A_{0W} = -\frac{\delta}{2\tau} / T_R$$

$$A_{0V} = \frac{q^2}{2\mu_g m \epsilon_0 \Omega_0 V} \left[ 1 - \frac{Nq^2}{m \epsilon_0 \Omega_0^2 V} \right]^{-3/2}$$

$$A_{ff} = -\frac{4}{3\tau^2 \Omega_f^2} / T_R,$$

$$A_{ft} = M_{PM} W_m^2 / T_R$$

$$A_{wv} = \left[ C_g - \frac{1}{W_0 \Omega_f} \right] / T_R,$$

$$A_{fv} = -2|D| / T_R$$

$$A_{uu} = -\frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{M_{\Delta M}}{2} W_m^2 \tau^2 / T_R$$

$$A_{NW} = -\frac{N_0 \sigma}{h \nu},$$

$$A_{NN} = -\left[ P_0 + \frac{1}{\tau_N} \right]$$

这里  $W_0$  为平均脉冲能量,  $\tau$  为脉冲宽度,  $P_0 = W_0 / h \nu$  为稳态光子密度(腔内),  $h$  为普朗克常数,  $\nu$  为载流子频率,  $\tau_N$  为载流子寿命,  $N_0 = \tau_N (I_j / q - GP_0 / \Gamma)$  为稳态载流子数,  $\Gamma$  为耦合系数,  $I_j$  为注入增益电流,  $\sigma$  为耦合参数。同时, 载流子-光子的耦合方程为

$$\frac{d}{dT} \Delta N = -\left[ \frac{1}{\tau_N} + \mathcal{O} P_0 \right] \Delta N - \mathcal{O} N_0 \Delta f + S_N(T) \quad (7)$$

$$\frac{d}{dT} \Delta f = \mathcal{O} P_0 \Delta N + S_f(T) \quad (8)$$

式中  $P_0$  为光子数,  $\Delta N$  为载流子浓度,  $q$  为一个质子的电荷。利用傅里叶变换公式, 对式(2)进行变换可得 MLLDs 的噪声谱为

$$\langle |\Delta W(\Omega)|^2 \rangle = \frac{D_w(\Omega^2 + A_{NN}^2) + D_N A_{wN}^2}{|DET_{wN}(\Omega)|^2} \quad (9)$$

$$\langle |\Delta \theta(\Omega)|^2 \rangle = \frac{A_{0W}^2 \langle |\Delta W(\Omega)|^2 \rangle + D_0}{\Omega^2} \quad (10)$$

$$\langle |\Delta f(\Omega)|^2 \rangle = \frac{D_f(\Omega^2 + A_{ff}^2) + D_f A_{ft}^2 + A_{fv}^2 A_{wv}^2 \langle |\Delta W(\Omega)|^2 \rangle}{|DET_{ft}(\Omega)|^2} \quad (11)$$

$$\langle |\Delta t(\Omega)|^2 \rangle = \frac{(\Omega^2 + A_{ff}^2) D_t + A_{ff}^2 D_f + (\Omega^2 + A_{ff}^2) A_{wv}^2 \langle |\Delta W(\Omega)|^2 \rangle}{|DET_{ft}(\Omega)|^2} \quad (12)$$

$$\langle |\Delta N(\Omega)|^2 \rangle = \frac{D_w A_{wN}^2 + D_N(\Omega^2 + A_{wN}^2)}{|DET_{wN}(\Omega)|^2} \quad (13)$$

对实验中所使用的被动 MLLDs 而言, 可取参数  $A_{uu} = 0$  和  $A_{ft} = 0$ , 所以有

$$\langle |\Delta f(\Omega)|^2 \rangle = \frac{D_f}{\Omega^2 + A_{ff}^2} \quad (14)$$

$$\langle |\Delta t(\Omega)|^2 \rangle = \frac{A_{ff}^2 \langle |\Delta f(\Omega)|^2 \rangle + D_t + A_{wv}^2 \langle |\Delta W(\Omega)|^2 \rangle}{\Omega^2} \quad (15)$$

这里

$$DET_{wN}(\Omega) = -(\Omega - \Omega_0)(\Omega + \Omega_0^*),$$

$$DET_{ft}(\Omega) = -(\Omega - \Omega_1)(\Omega + \Omega_1^*)$$

其中

$$\Omega_0 = -\frac{j}{2}(A_{nn} + A_{wv}) + \sqrt{-A_{wv} A_{wn} - (A_{nn} - A_{wv})^2 / 4}$$

$$\Omega_1 = -\frac{j}{2}(A_{ff} + A_{uu}) + \sqrt{-A_{fv} A_{fv} - (A_{ff} - A_{uu})^2 / 4}$$

对被动 MLLDs, 其注入电流  $i(t)$  的功率谱为

$$\langle |\Delta i(\Omega)|^2 \rangle = \left[ \frac{\eta q}{h \Omega_0} \cdot \frac{V_g \alpha_m \alpha}{2} \right]^2 \langle |\Delta W(\Omega)|^2 \rangle \quad (16)$$

式中  $\eta$  为光电二极管的量子效率,  $V_g$  为群速度,  $\alpha_m$  为半导体激光器腔内的损耗,  $\alpha$  为探测损耗。使用 Parseval 理论, 可得到被动 MLLDs 的时间抖动性变化为

$$\begin{aligned} \langle |\Delta t(T + T_0) - \Delta t(T_0)|^2 \rangle = & A_{wv}^2 D_w I_1(T, \Omega_0) + \\ & A_{wv}^2 (D_w A_{wN}^2 + D_N A_{wN}^2) I_2(T, \Omega_0) + \\ & D_t I_3(T) + A_{ff}^2 D_f I_4(T, |A_{ff}|) \end{aligned} \quad (17)$$

式中

$$I_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega^2 [1 - \cos(k\omega)]}{|(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0^*)|^2} d\omega = \frac{1}{2\omega_{0i}} \left| 1 - \exp \left[ \cos(\omega_0 k) - \frac{\omega_{0i}}{\omega_{0r}} \sin(\omega_0 k) \right] \right|$$

$$I_2 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 - \cos(k\omega)}{|(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0^*)|^2} d\omega = \frac{1}{2\omega_{0i} |\omega_0|^2} \left| 1 - \exp(-\omega_{0i} k) \left[ \cos(\omega_0 k) - \frac{\omega_{0i}}{\omega_{0r}} \sin(\omega_0 k) \right] \right|$$

$$I_3 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 - \cos(k\omega)}{\omega^2 |(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0^*)|^2} d\omega =$$

$$\frac{k}{|w_0|^4} + \frac{w_{0r}^2 - 3w_{0i}^2}{2w_{0i} |w_0|^6} \left| 1 - \exp(-\omega_{0i} k) \left[ \cos(\omega_0 k) - \frac{\omega_{0i}(w_{0i}^2 - 3w_{0r}^2)}{\omega_{0r}(w_{0r}^2 - 3w_{0i}^2)} \sin(\omega_0 k) \right] \right|$$

$$I_4 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 - \cos(k\omega)}{\omega^2 (\omega^2 + A^2)} d\omega = \frac{1}{A^3} [Ak - 1 + \exp(-Ak)]$$

其中对被动 MLLDs,  $I_1$  由锁模噪声和量子噪声共同所致, 产生于高速频率调制噪声, 其中量子噪声正比于半导体微腔的损耗, 反比于光子的寿命; 若能降低噪声功率谱密度的空间烧孔效应, 减小谐振腔的损耗, 并采用长腔及用分段电极结构, 可大大降低频率调制噪声; 若采用外腔调制结构, 使激光束从外腔表面反射后再注入的光反馈办法, 能更有效地降低频率调制噪声; 但实际上, 量子噪声是多量子阱半导体激光器的本征噪声, 是不可避免的, 因为量子噪声表现为激光器输出光场的相位和幅度作随机的布朗 (Brown) 运动的起伏, 或者说表现为激光器谐振腔里光子数的波动现象; 我们普采用外腔调制的被动锁模多量子阱半导体激光器的实验方案, 得到了较为理想的实验结果。 $I_2$  由载流子散粒噪声所致, 载流子涨落所造成的噪声比内在的量子噪声要大; 此外, 电流源的电流涨落, 由于激光器的自加热作用或环境温度引起的涨落, 量子效率的涨落都会增加载流子的散粒噪声。 $I_3$  由 ASE 所致, 产生于自发辐射涨落, 主要是由于光子在腔内的动力学行为所造成。 $I_4$  由 Gordon-Haus 噪声造成, 主要由于 Gordon-Haus 时间抖动性所致。多数半导体激光器在连续工作时基本上是单纵模工作的, 但在高频调制情况下就完全不同了, 因此在某种意义上讲, 激光器是一种噪声驱动的振荡器, 所以必需认真关注它们的噪声。

#### 4 MLLDs 腔内相位随载流子浓度变化的关系

半导体激光器腔内的折射率  $n_g$  是由载流子的浓度随群速度变化而变化的, 其中群速度的折射率  $n_g$  为  $n_g = \frac{1}{\sqrt{1 - (v_g/\omega)^2}}$ , 式中  $\omega_g^2 = Nq^2/(m\epsilon_0 v)$ 。考虑到载流子浓度的变化  $\Delta N$  引起  $n_g$  的变化有

$$\Delta n_g = \frac{q^2}{2m\epsilon_0 \omega^2 v} \left| 1 - \frac{Nq^2}{m\epsilon_0 \omega^2 v} \right|^{-3/2} \Delta n \quad (18)$$

因此, 激光腔内往返一次所产生的相位变化为

$$\Delta \theta = (\Delta k) \cdot L = \frac{2\pi \Delta n_g}{\lambda} \cdot \frac{c}{n_g} T_R \quad (19)$$

式中  $n_g$  为腔内群速度的折射率,  $m$  为电子质量, 将 (18) 式代入 (19) 式整理得

$$\Delta \theta = \frac{T_R q^2}{2n_g m \epsilon_0 \Omega_0 v} \left| 1 - \frac{Nq^2}{m\epsilon_0 \Omega_0^2 v} \right|^{-3/2} \Delta N \quad (20)$$

代入典型器件参数, 利用计算机进行数值模拟, 结果如图 3 所示。

从图 3 可知, 被动锁模半导体激光器的腔内相位随载流子浓度变换而变换, 且呈很好的正比例线性关系, 即相位随载流子浓度变换的增加而线性增加, 反之亦然。因此, 必须控制腔内增益介质载流子浓度的变换, 从而达到相位的合理改变, 以减少半导体激光器的噪声, 控制腔内啁啾特性, 压窄输出的脉冲宽度, 优化多量子阱被动锁模半导体激光器的各项参数, 为超高速、大容量光纤通信系统设计出更优良的新型超短脉冲光源。

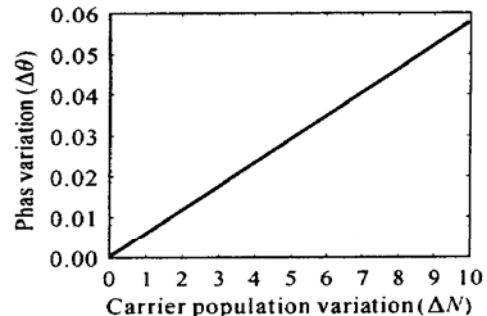


图 3 相位  $\Delta \theta$  随载流子浓度变化  $\Delta N$  的关系曲线

Fig. 3 Phase variation curve with carrier population

#### 5 被动锁模半导体激光器的参数

经过上述理论分析以及相关文献<sup>[1,4-6]</sup>中的数

据讨论和我们具体的实验验证, 得到多量子阱被动锁模半导体激光器的主要参数如下:

Parameter	Symbol	Value
Normalized matrix coefficients	$T_{RA_{WW}}(W_0/W_0)$	- 14
	$T_{RA_{WN}}(N_0/w_0)$	122
	$T_{RA_{nW}}(W_0/N_0)$	- 0.88
	$T_{RA_{nn}}(N_0/N_0)$	- 0.92
	$T_{RA_{P}}(P_0/T_R)$	- 0.058
	$T_{RA_{PP}}(P_0/P_0)$	- $9.98 \times 10^{-4}$
	$T_{RA_{w}}(W_0/T_R)$	0.96
	$T_{RA_{tt}}(T_R/T_R)$	- $7.56 \times 10^{-6}$
	$T_{RA_{fi}}(T_R/P_0)$	$6.55 \times 10^{-7}$
Normalized diffusion coefficients	$D_t(T_R/T_R)^2$	$7.53 \times 10^{-19}$
	$D_f(T_R/P_0)^2$	$8.5 \times 10^{-22}$
	$D_w(T_R/W_0)^2$	$9.40 \times 10^{-15}$
	$D_n(T_R/N_0)^2$	$7.85 \times 10^{-19}$
Laser parameters relaxation oscillation freq.	$\Omega_0/2\pi$	$2.47 \times 10^9$
$P$ - $T$ relaxation oscillation freq.	$\Omega_1/2\pi$	$4.24 \times 10^5$
Pulse width (FWHM)	$\tau$	2.9 ps
Mode-locked freq.	$f$	10 GHz
Carrier freq.	$\nu$	$2 \times 10^{14}$ Hz
Carrier population	$N$	$1.5 \times 10^8$
Photon population	$P_0 = w_0/h\nu$	$4.5 \times 10^6$
Round-trip time	$T_R$	200 ps
Carrier lifetime at threshold	$\tau_N$	2 ns
Carrier-photon coupling coeff.	$\sigma$	$5.6 \times 10^3$
Energy-timing coupling coeff.	$C_g$	$5.1 \times 10^2$
Optical filter bandwidth	$\Omega_f$	$1.5 \times 10^{13}$ rad/s
Net group delay dispersion	$D$	$2.6 \times 10^{-27}$ s <sup>2</sup>
Gain per pass	$g_s$	8
Inversion parameter	$\theta_i$	3
Amplitude modulation	$M_{am}$	0.04
Phase modulation	$M_{pm}$	0.17
Group velocity refractive index	$n_g$	3.75
Output wavelength	$\lambda$	1.55 $\mu$ m
Quantum-well number	$n$	6
Gain side length	$L_g$	460 $\mu$ m
SA side length	$L_s$	40 $\mu$ m
Turning range	$\Delta\lambda$	35 nm
Output power	$P_{out}$	10 mW

### 参 考 文 献

- H. A. Haus, A. Mecozzi. Noise of mode-locked laser [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1993, **29**(3): 983~ 986
- H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen. Structures for additive pulse mode locking [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, **8**(10): 2068~ 2076
- J. D. Moores, W. S. Wong, H. A. Haus. Stability and timing maintenance in soliton transmission and storage rings [J]. *Opt. Comm.*, 1994, **113**: 153~ 175
- J. B. Song, C. C. Button, A. J. Seeds. 1.55  $\mu$ m multichannel DWDM source using quaternary/quaternary MQW InGaAsP/InP QCSE tuning [J]. *Electron. Lett.*, 2001, **37**(7): 426~ 428
- M. Ogusu, K. Inagaki, T. Ohira *et al.*. Wavelength-division multiplexing of two-mode injection-locked Fabry-Perot lasers using optically harmonic modelocked master laser [J]. *Electron. Lett.*, 2001, **37**(14): 889~ 890
- Chi-Luen Wang, Jahr-Chung Kuo, C.-S. Chang *et al.*. Pulse buildup dynamics of an actively mode-locked laser diode array in the external cavity [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1995, **31**(3): 439~ 446