

InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器线宽展宽因子的理论研究*

张帆¹⁾ 李林^{1)†} 马晓辉¹⁾ 李占国¹⁾ 隋庆学²⁾高欣¹⁾ 曲轶¹⁾ 薄报学¹⁾ 刘国军¹⁾

1) (长春理工大学高功率半导体激光国家重点实验室, 长春 130022)

2) (总装备部装甲兵驻长春地区军事代表室, 长春 130103)

(2011年4月21日收到; 2011年5月23日收到修改稿)

详细地介绍了计算线宽展宽因子 (α 因子) 的理论基础及推导过程, 建立了 α 因子的简便模型. 该模型分别考虑了带间跃迁、带隙收缩和自由载流子效应对 α 因子的影响, 利用不同载流子浓度下的增益曲线得到光子能量随载流子浓度的变化速率以及微分增益, 进而对 α 因子进行近似计算. 模拟计算了 InGaAs/GaAs 量子阱激光器的增益曲线及 α 因子的大小, 计算结果与文献报道的实验值相符. 进一步讨论了 InGaAs/GaAs 量子阱阱宽及 In 组分对 α 因子的影响. 结果表明, α 因子随 In 组分和阱宽的增加而增加.

关键词: InGaAs/GaAs, 线宽展宽因子, 应变量子阱, 增益

PACS: 42.55.-f, 42.55.Px, 42.55.Ah

1 引言

线宽展宽因子也称作 α 因子, 其大小影响着半导体激光器的模式稳定、光谱纯度以及激光器相干性等特征^[1]. 它是 Lax M. 在研究气体激光器线宽展宽问题时首次提出的. 后来由 Henry 引入半导体激光器, 解决了半导体激光器中实验测量值和理论预计值不一致的问题, 并用以描述半导体激光器线宽^[2], 对于一般半导体激光器而言, α 因子引起的谱线展宽约为 Schawlow-Townes 线宽的 $(1+\alpha^2)$ 倍, 所以它是半导体激光器线宽的一个重要的参数.

目前 α 因子还没有得到广泛的理论和实验研究, 还存在不少尚未解决的问题. 比如, 现有的测量方法复杂, 并且没有一种通用的测量半导体激光器的方法, α 因子与功率的关系尚不明确等问题没有得到解决^[3]. 国内可参考的理论方面文献报道很少, 多数报道集中在测量方法上的研究^[4,5]. 在 α 因子的理论计算方面, 除了 Henry 在提出 α

因子时进行了理论计算外, 进行理论方面分析的报道较少^[6,7], 更多的学者进行了实验测量方面的研究^[8-10], 而在实验测量方面尚没有一种统一的方法. 近些年, 大多数学者倾向于 Vahala 提出的利用微分折射率和微分增益计算 α 因子的方法^[3,11-15]. 但是针对于微分折射率的数值, 无论是理论推导还是实验测量都有一定难度. 所以, 本文通过一种较为简便的方法, 考虑带间跃迁、带隙收缩和自由载流子效应对 α 因子的影响, 使用不同载流子浓度下的增益曲线, 得到微分光子能量和微分增益来计算半导体激光器的 α 因子.

2 α 因子的理论计算

向激光器注入电流后, 注入到有源区的载流子使激光器发生自发发射, 而自发发射会引起载流子浓度变化, 它使激射场的位相和强度不连续的变化, 在这个过程中折射率实部和虚部发生了变化. α 因

* 国家自然科学基金 (批准号: 60976038, 61006039) 和高功率半导体激光国家重点实验室基金 (批准号: 010602) 资助的课题.

† E-mail: lilin@cust.edu.cn

子就是由于有源区载流子浓度变化引起激光器折射率实部和虚部变化产生的^[2,16].

线宽展宽因子可表示为

$$\alpha = \frac{\Delta n'}{\Delta n''}, \quad (1)$$

其中 $\Delta n'$ 为折射率实部变化量, $\Delta n''$ 为折射率虚部变化量, 对上式进行转换:

$$\alpha = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} = \frac{\Delta n'/\Delta N}{\Delta n''/\Delta N}, \quad (2)$$

ΔN 为载流子浓度的变化量. 又有:

$$\Delta n'' = \Delta g c / (2\omega), \quad (3)$$

其中 Δg 为增益变化量, ω 为角频率, c 为真空中光速.

根据文献 [17] 有: $\Delta n'/\Delta I = (n/\lambda)\Delta\lambda/\Delta I$, n 为折射率, $\Delta\lambda$ 为波长的变化量, ΔI 为电流的变化量. 为方便计算, 可取如下近似:

$$\Delta n' = n \cdot \Delta\omega/\omega, \quad (4)$$

$\Delta\omega$ 为角频率变化量.

将 (3) 和 (4) 式带入 (2) 式, 整理得到 α 因子的近似计算公式:

$$\alpha = \frac{2n \Delta\omega/\Delta N}{c \Delta g/\Delta N} = \frac{2n d\hbar\omega/dN}{\hbar c dg/dN}, \quad (5)$$

dg/dN 即为各载流子浓度下增益峰值变化拟合曲线的斜率. 微分增益直接反映带边载流子浓度增加的快慢, 不仅与半导体激光器 α 因子有关, 还与很多其他重要性能有关. $d\hbar\omega/dN$ 为各载流子浓度下增益峰值对应光子能量变化拟合曲线的斜率. 所以, 得到材料增益和对应光子能量随载流子浓度的变化后, 通过 (5) 式我们就可以对 α 因子进行计算. 在计算过程中我们选择各载流子浓度下增益曲线的峰值以及其对应的光子能量进行计算.

折射率虚部的变化是由带间跃迁、自由载流子效应和带隙收缩共同引起的, 而后两者引起的变化量很小^[16], 所以在计算三因素对折射率虚部的影响时, 近似使用带间跃迁对虚部的影响, 即

$$\alpha = \frac{\Delta n'_1 + \Delta n'_2 + \Delta n'_3}{\Delta n''_1 + \Delta n''_2 + \Delta n''_3} \approx \frac{\Delta n'_1 + \Delta n'_2 + \Delta n'_3}{\Delta n''_1}. \quad (6)$$

令 $\alpha_1 = \Delta n'_1/\Delta n''_1$, $\alpha_2 = \Delta n'_2/\Delta n''_1$, $\alpha_3 = \Delta n'_3/\Delta n''_1$, 则 $\alpha \approx \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$.

$\Delta n'_1(\Delta n''_1)$, $\Delta n'_2(\Delta n''_2)$, $\Delta n'_3(\Delta n''_3)$ 依次代表带间跃迁、带隙收缩和自由载流子效应引起的折射率实(虚)部的变化, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 依次代表它们对 α 因子的影响.

2.1 带间跃迁对 α 因子影响

当得到微分增益 dg/dN 及 $d\hbar\omega/dN$ 后, 即可计算带间跃迁对 α 因子的影响:

$$\alpha_1 = \frac{2n d\hbar\omega/dN}{\hbar c dg/dN}. \quad (7)$$

2.2 带隙收缩对 α 因子影响

载流子浓度的增加会引起带隙变小, 这是多体效应. 带隙收缩量 $\Delta E_g = -1.6 \times 10^{-8}(N + P)^{1/3} / \text{eV}$ ^[16], 根据 (5) 式, 本征半导体材料 $N = P$, 有

$$\alpha_2 = \frac{2n d\Delta E_g/dN}{\hbar c dg/dN}, \quad (8)$$

$$\alpha_2 = \frac{2n -1.6 \times 10^{-8} \cdot 2^{1/3} \cdot 1/3 \cdot N^{-2/3}}{\hbar c dg/dN}. \quad (9)$$

2.3 自由载流子效应对 α 因子影响

自由载流子等离子体效应对折射率实部的贡献为^[16,18]

$$\Delta n' = -\frac{\hbar^2 q^2 N}{2m_c^* \varepsilon_0 n (\hbar\omega)^2}. \quad (10)$$

根据 (3) 式转换得:

$$\Delta n'' = \frac{c}{2\omega} \Delta g. \quad (11)$$

(10) 和 (11) 式分别对载流子浓度进行微分, 有

$$\frac{dn'}{dN} = -\frac{\hbar^2 q^2}{2m_c^* \varepsilon_0 n (\hbar\omega)^2}, \quad (12)$$

$$\frac{dn''}{dN} = \frac{cdg/dN}{2\omega} = \frac{c\hbar dg/dN}{2\hbar\omega}. \quad (13)$$

为了计算方便我们对光子能量取近似值: $\hbar\omega \approx E_q$, 所以由 (2), (10) 和 (11) 式可得到自由载流子效应对 α 因子的贡献为

$$\alpha_3 = -\frac{\hbar q^2}{m_c^* \varepsilon_0 n (\hbar\omega) cdg/dN}. \quad (14)$$

3 增益的计算

根据上面所述的计算方法, 我们首先计算了量子阱的增益曲线.

考虑载流子带内弛豫效应的增益公式为^[19,20]

$$g(\hbar\omega) = \left(\frac{1}{\hbar\omega}\right) \frac{\pi q^2 \hbar}{cm_0^* \varepsilon_0 n} |M_T|^2 \rho_r \times \int_{E_q}^{\infty} \frac{(\hbar/\tau)(f_c - f_v)}{(E - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau)^2} dE, \quad (15)$$

其中 $\hbar = h/2\pi$ 是约化 Planck 常数, q 为电子电量, m_0 为电子静止质量, ε_0 为真空介电常数, $\rho_r = m_r/L_w\hbar^2$ 为约化态密度, L_w 为量子阱阱宽, 振子有效质量 $m_r = m_x^*m_c/(m_x + m_c)$, m_x 为与跃迁对应的重空穴或轻空穴有效质量. τ 为载流子带内弛豫时间取 $0.1 \text{ ps}^{[21]}$, E_q 为量子阱结构的带隙. 我们采用较为常见的一种带隙计算形式计算 E_g : $E_g = 1.424 - 1.5817x + 0.5137x^2 \text{ eV}^{[21]}$. 自旋耦合裂距参照文献 [20], 其拟合公式应为 $\Delta = 0.34 - 0.11x + 0.15x^2 \text{ eV}$, E 为连续分布振子的本征能量, f_c, f_v 分别为导带和价带能级被电子占据的概率,

$$f_c = \frac{1}{e^{\frac{m_r(E-E_q)-F'_c}{kT}} + 1}, \quad (16)$$

$$F'_c = kT \ln \left(e^{\frac{L_w N \pi \hbar^2}{kT m_c}} - 1 \right)$$

为导带准 Fermi 能级和导带底的差值, k 为 Boltzmann 常数, T 为热力学温度, 取 $T = 300 \text{ K}$.

$$f_v = \frac{1}{e^{\frac{F'_v - \frac{m_r}{m_v}(E-E_q)}{kT}} + 1}, \quad (17)$$

$$F'_v = kT \ln \left(e^{\frac{L_w N \pi \hbar^2}{kT m_v}} - 1 \right)$$

为价带顶和价带准 Fermi 能级的差值. $|M_T|^2$ 为动量矩阵元. 导带至重空穴价带的跃迁与 TE 模式耦合, 其动量矩阵元为

$$|M_{hh}^{\text{TE}}|^2 = (3 + 3 \cos^2(\theta)) |M_0|^2 / 4,$$

其中,

$$|M_0|^2 = \frac{E_g + \Delta}{6m_c(E_g + 2\Delta/3)} m_0^2 E_g,$$

θ 为波矢量与 z 方向的夹角. 其他参数均采用内插法进行拟合.

表 1 计算所用的材料参数

	InAs	GaAs
带隙 E_g/eV	0.36	1.42
导带有效质量 $m_c(m_0)$	0.023	0.067
Luttinger 参数 γ_1	20	6.98
Luttinger 参数 γ_2	8.5	2.06
折射率 n	3.52	3.65
导带形变势 a_c/eV	-5.08	-7.17
价带形变势 a_v/eV	1.00	1.16
切向形变势 b/eV	-1.8	-2.0
弹性刚度常数 $C_{11}/10^6 \text{ N}\cdot\text{cm}^{-2}$	8.329	12.21
弹性刚度常数 $C_{12}/10^6 \text{ N}\cdot\text{cm}^{-2}$	4.526	5.66

由于应变效应的存在使轻、重空穴带分离, 轻空穴带和重空穴带又分裂成许多子带. 在半导体中, 载流子大部分占据导带底和价带顶, 且对于压应变材料重空穴带在轻空穴带之上, 载流子主要集中于导带第一子带和价带第一重空穴带. 在计算应变量子阱激光器增益时, 为简化计算我们只计算对材料有主要影响的导带第一子带 E_{c1} 和重空穴第一子带 E_{hh1} 跃迁产生的增益 $^{[21,22]}$.

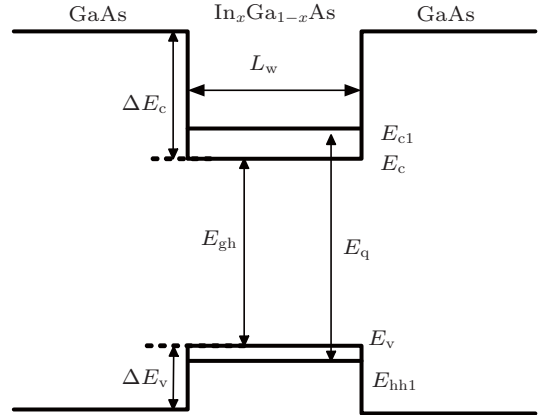


图 1 InGaAs/GaAs 量子阱能带结构示意图

InGaAs/GaAs 量子阱能带简化结构如图 1 所示 $^{[21,23]}$. $E_{gh} = E_g - \delta E_{hy} + \xi$, 为导带底到重空穴的带隙, 本文以导带底 E_c 为原点向上取为正值, 价带以重空穴带顶 E_v 为原点向下取为正值, 则 $E_q = E_{gh} + E_{c1} + E_{hh1}$. E_g 为不考虑应变时的带隙. $\delta E_{hy} = -2a(1 - C_{12}/C_{11})\varepsilon$, δE_{hy} 表示流体静压力产生的带隙变化. ε 为应变, 表示为: $\varepsilon = (a_0 - a(x))/a_0$, $a_0, a(x)$ 分别为衬底和外延层的晶格常数. $\xi = \delta E_{sh}/2$, δE_{sh} 为切应变产生的带隙变化. $\delta E_{sh} = -2b(1 + C_{12}/C_{11})\varepsilon$. $\Delta E_c, \Delta E_v$ 分别为导带带阶、价带重空穴带阶, 带阶比 $\Delta E_c : \Delta E_v = 3 : 2^{[24]}$.

有限深势阱中的子能带可从以下公式得到 $^{[16,25,26]}$

$$\sqrt{\frac{m_b \Delta E - E}{m_w E}} = \tan \left(L_w \sqrt{\frac{m_w \cdot E}{2\hbar^2}} \right), \quad (18)$$

m_b 为导带 (或价带) 势垒的有效质量, m_w 为导带 (或价带) 阱材料的有效质量, ΔE 为带阶.

需要说明的是, 由于应变的存在使价带退简并, 量子阱生长平面 $x-y$ 和生长方向 z 上空穴的有效质量不再一致.

$$m_{hh}^z = m_0/(\gamma_1 - 2\gamma_2), z \text{ 方向 (生长方向) 重}$$

空穴有效质量; $m_{hh}^t = m_0/(\gamma_1 + \gamma_2)$, x - y 面 (阱平面) 重空穴有效质量. 在计算子带时可以只考虑 m_{hh}^z , 而计算载流子浓度和增益时用 m_{hh}^t 以简化计算 [27].

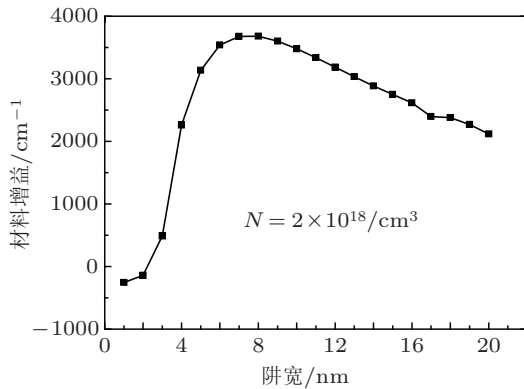


图2 阱宽和增益的关系 (载流子浓度 $N = 2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$)

我们以 In 组分 $x = 0.33$ 为例计算了增益随量子阱阱宽的变化关系, 如图 2 所示. 量子阱阱宽从 4 nm 变化到 6 nm, 材料峰值增益快速增大, 而在 8 nm 处达到最大值, 之后又逐渐变小. 出现这种现象的原因是由于在阱宽较小时 L 带谷要填充电子, 从而使填充到 Γ 带谷的载流子数目减少. Γ 带谷对光增益影响较大, 因此阱宽从 1 nm 变化到 4 nm 的峰值增益较小.

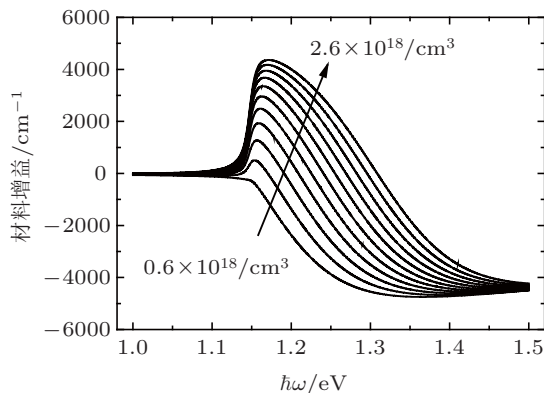


图3 $\text{In}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子阱激光器在不同载流子浓度下的增益曲线

4 结果与讨论

4.1 α 因子的模拟计算

我们以 In 组分 $x = 0.33$, 阱宽为 8 nm 为例对 α 因子进行了计算. 计算得到的导带电子第一子带为 $E_{c1} = 0.053$ eV, 重空穴第一子带 $E_{hh1} =$

0.012 eV. 计算了载流子浓度从 $1.6 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 增加到 $2.6 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 的增益曲线, 如图 3 所示.

我们根据增益曲线得到了增益峰值随载流子浓度的变化关系如图 4 所示, 并对载流子浓度在 $2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 附近的增益峰值进行拟合, 得到了曲线斜率 dg/dN , 同时在图 5 中拟合了光子能量随载流子浓度变化曲线的斜率 $d\hbar\omega/dN$.

拟合得到微分增益 $dg/dN = 1.386 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$, $d\hbar\omega/dN = 8.809 \times 10^{-21} \text{ eV}\cdot\text{cm}^3$. 得到 $\alpha_1 = 2.334$, $\alpha_2 = -1.123$, $\alpha_3 = -0.245$. 因此, 得到 α 因子大小为 0.966.

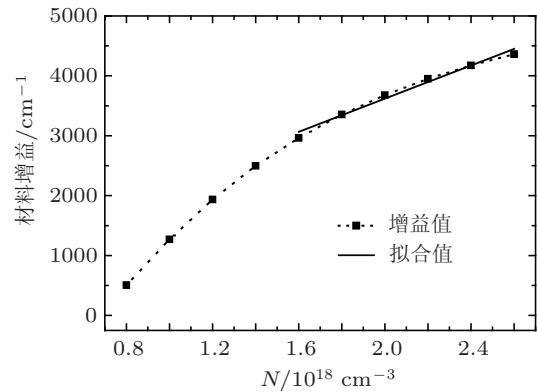


图4 增益和载流子浓度的关系

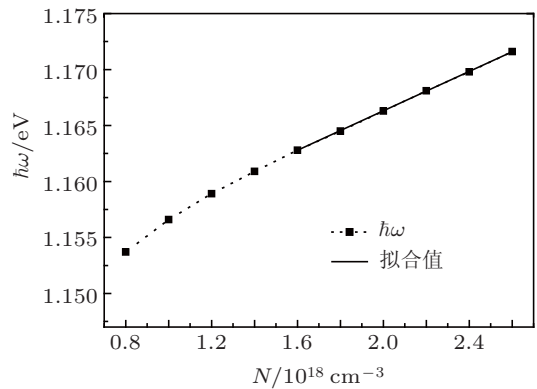


图5 光子能量和载流子浓度的关系

4.2 In 组分对 α 因子的影响

我们利用上述方法分别计算了量子阱的 In 组分和阱宽对 α 因子的影响. 固定阱宽为 8 nm, 计算 In 组分取不同值时激光器的 α 因子, 如图 6 所示.

随着 In 组分的增加, α_1 不断增加, 而 α_2 和 α_3 不断减小, α 因子不断增加. 这是由于在 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子阱结构中, In 组分 x 越

大, 动量矩阵元就越大, 根据增益的计算公式增益会随着动量矩阵元变大. 随着增益的增加, 增益峰值对应光子能量的变化也越来越大. 从总体效果来看增益变化速率要慢于其峰值光子能量的变化速率. 因此, 应尽量选择较低 In 组分来获得较小的 α 因子.

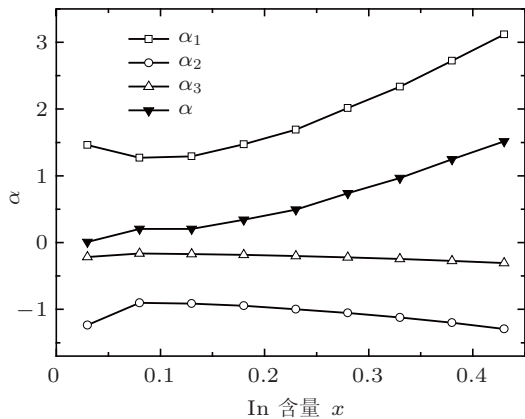


图 6 α 因子随 In 组分 x 的变化趋势 (阱宽 $L_w = 8$ nm)

4.3 阱宽对 α 因子的影响

固定 In 组分 $x = 0.33$, 不同阱宽的激光器 α 因子大小如图 7 所示.

由图 7 可知, 随着阱宽的增加, α 因子不断的增加. 这也是由于增益变化速率要慢于其峰值光子能量的变化速率造成的. 不同 In 组分、不同阱宽在量子阱激光器中对应着不同的激射波长, 因此 α 因子也可以说是波长的函数. 各文献报道的

量子阱激光器 α 因子的大小多数集中在 -0.5 到 3 之间 [8,9,17,18], 而我们得到的 α 因子在 0.009 — 2.26 的范围. 所以, 本文计算的 α 因子较为接近实验测量值.

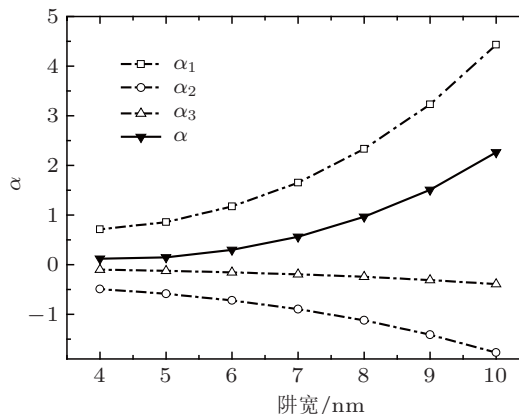


图 7 α 因子随阱宽的变化趋势 (In 组分 $x = 0.33$)

5 结论

本文详细地介绍了量子阱激光器增益的计算方法, 理论计算了 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子阱激光器线宽展宽因子, 分析了量子阱激光器 In 组分和阱宽对它的影响. 发现 In 组分和阱宽的增加均引起了 α 因子的增加. 虽然减小阱宽会降低 α 因子的值, 但阱宽过窄会使增益大幅度降低. 对于 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子阱激光器来说, 合理选择 In 组分和阱宽可获得较低的 α 因子, 这将是我们的下一步的研究内容.

[1] Govind P A, Charles M B 1993 *Photon. Technol. Lett.* **5** 640
 [2] Henry C H 1982 *Quantum Electron* **18** 259
 [3] Giuliani G <http://www.een.bris.ac.uk/cost288/publications.html>. [2010.9.6]
 [4] Yu Y G, Yan Y X 2006 *Laser & Infrared* **36** 114 (in Chinese) [禹延光, 闫艳霞 2006 激光与红外 **36** 114]
 [5] Song Z X, Yu Y G, Ye H Y, Zhang X 2008 *Study on Optical Communications* **2** 60 (in Chinese) [宋兆欣, 禹延光, 叶会英, 张旭 2008 光通信研究 **2** 60]
 [6] Seo W H, Donegan J F 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 505
 [7] Schlichenmaier C, Koch S W, Chow W W 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 2944
 [8] Rodriguez D, Borruel L, Esquivias I, Wenzel H, Sumpf B, Erbert G 2004 *Photon. Technol. Lett.* **16** 1432
 [9] Gan K G, Bowers J E 2004 *Photon. Technol. Lett.* **16** 1256
 [10] MacKenzie R, Lim J J, Bull S, Chao S, Sujecki S, Sadeghi M, Wang S M, Larsson A, Melanen P, Sipila P, Uusimaa P, Larkins E C 2007 *IET Optoelectron* **1** 284
 [11] Vahala K, Chiu L C, Margalit S, Yariv A 1983 *Appl. Phys. Lett.* **43** 631
 [12] Kano F, Yamanaka T, Yamamoto N, Yoshikuni Y, Mawatari H, Tohmori Y, Yamamoto M, Yokoyama K 1993 *J. Quantum Electronics* **29** 1553
 [13] Lee S S, Figueroal L, Ramaswamy R 1989 *J. Quantum Electronics* **25** 862
 [14] Park S H 2007 *J. Korean Phys. Soc.* **51** 2077
 [15] Villafranca A, Villafranca A, Giuliani G, Garces I 2009 *Photon. Technol. Lett.* **21** 1256
 [16] Du B X 2004 *Principle of Semiconductor Lasers* (Beijing: Engineering Industry Press) (in Chinese) [杜宝勋 2004 半导体激光器原理 (北京: 兵器工业出版社)]
 [17] Gerhardt N C, Hofmann M R, Hader J, Moloney J V, Koch S W,

- Riechert H 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1
- [18] Miloszewski J M, Wartak M S, Weetman P, Hess O 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 063102
- [19] Qiyuan M M (Translated by Zhou N S) 2002 *The Fundation of Semiconductor Lasers* (Beijing: Science Press) p47 (in Chinese) [栖原敏明著, 周南生译 2002 半导体激光器基础 (北京: 科学出版社) 第 47 页]
- [20] Joachim P 2003 *Semiconductor Optoelectronic Devices* (California: Academic Press) pp7,94
- [21] Hua L L, Song Y R, Zhang P, Zhang X, Guo K 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 1702 (in Chinese) [华玲玲, 宋晏蓉, 张鹏, 张晓, 郭凯 2010 光学学报 **30** 1702]
- [22] Xu G Y, Li A Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 218 (in Chinese) [徐刚毅, 李爱珍 2004 物理学报 **53** 218]
- [23] Shun L C 1991 *Phys. Rev. B* **43** 9649
- [24] Martin G, Botchkarev A, Rockett A, Morkoc H 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 2541
- [25] Huang D X 1994 *Semiconductor Optoelectronics* (Chengdu: Press of University of Electric Science and Technology of China) p207 (in Chinese) [黄德修 1994 半导体光电子学 (成都: 电子科技大学出版社) 第 207 页]
- [26] Xin G F, Chen G Y, Hua J Z, Zhao R, Kang Z L, Feng R Z, An Z F 2004 *Acta Phys.Sin.* **53** 1293(in Chinese) [辛国锋, 陈国鹰, 花吉珍, 赵润, 康志龙, 冯荣珠, 安振峰 2004 物理学报 **53** 1293]
- [27] Gai H X, Li J J, Han J, Xing Y H, Deng J, Yu B, Shen G D, Chen J X 2005 *Chin. J. Quantum Electronics* **22** 85 (in Chinese) [盖红星, 李建军, 韩军, 邢艳辉, 邓军, 俞波, 沈光地, 陈建新 2005 量子电子学报 **22** 85]

Theoretical study of linewidth enhancement factor of InGaAs/GaAs strained quantum well lasers*

Zhang Fan¹⁾ Li Lin^{1)†} Ma Xiao-Hui¹⁾ Li Zhan-Guo¹⁾ Sui Qing-Xue²⁾
Gao Xin¹⁾ Qu Yi¹⁾ Bo Bao-Xue¹⁾ Liu Guo-Jun¹⁾

1) (National Key Laboratory of High Power Semiconductor Lasers, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

2) (The Changchun Regional Office of the Armored Forces Representative Bureau, the Equipment Headquarters of the P.L.A., Changchun 130103, China)

(Received 21 April 2011; revised manuscript received 23 May 2011)

Abstract

A simple model of calculating the linewidth enhancement factor (α factor) is presented by introducing the correlative theory and its conversion formula of the α factor in detail. The contributions of interband transition, free carrier absorption and band gap narrowing to the α factor are taken into account. Carrier concentration and differential gain dependence of photon energy are obtained from the gain curves for different carrier concentrations. The gain curves and the α factor of InGaAs/GaAs quantum well are simulated, separately, and the results accord well with those reported in the literature. Subsequently discussed are two important parameters of InGaAs/GaAs quantum well laser containing quantum well width and In mole fraction. The results show that the increase of two parameters leads the α factor to increase.

Keywords: InGaAs/GaAs, linewidth enhancement factor, strained quantum well, gain

PACS: 42.55.-f, 42.55.Px, 42.55.Ah

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60976038, 61006039) and the National Key Laboratory of High Power Semiconductor Lasers Foundation of China (Grant No. 010602).

† E-mail: lilin@cust.edu.cn