

# 半导体光放大器超快折射率变化动态特性的研究\*

黄 喜 张新亮† 董建绩 黄德修

(武汉光电国家实验室, 华中科技大学光电子科学与工程学院, 武汉 430074)

(2008 年 7 月 23 日收到, 2008 年 10 月 9 日收到修改稿)

建立了分析半导体光放大器(SOA)飞秒量级超快动态特性的数值模型, 考虑了增益色散以及群速度色散, 能更精确地反映飞秒级超短脉冲经过 SOA 时的传输特性. 基于该模型, 可以分析由载流子密度脉动以及载流子加热对折射率变化的影响. 同时, 也考虑了不同的工作条件以及 SOA 的结构参数对折射率的影响. 理论分析和模拟实验为优化 SOA 的结构、改善 SOA 飞秒量级超高速动态特性提供了理论指导.

关键词: 半导体光放大器, 折射率动态特性, 增益色散, 群速度色散

PACC: 4255P, 4265P, 4280V

## 1. 引 言

半导体光放大器以其显著的非线性效应以及易于集成等诸多优点, 已在高速全光信号处理中有着广泛的应用. 目前, 已经有相当多的文献利用 SOA 的非线性效应实现高速波长转换<sup>[1]</sup>, 高速多功能逻辑门<sup>[2]</sup>. 理论上, 人们已经建立了一系列 SOA 模型, 最早的 SOA 动态模型是 Agrawal 在 1989 年提出的<sup>[3]</sup>, 依据麦克斯韦方程, 得出半导体光放大器中光场传输方程. 利用此模型可以分析短脉冲经过 SOA 时发生的自相位调制效应, 以及输出信号的频谱展宽. 但是, 模型中没有考虑 SOA 损耗, 忽略了增益与波长的相关性, 只适合单脉冲注入且脉宽大于 20 ps 的情况. 1991 年, Willatzen 等人引入增益压缩因子<sup>[4]</sup>, 考虑了带内效应如光谱烧孔和载流子加热, 能很好地解释由各种带内效应所引起的增益压缩, 但该模型没有考虑到增益色散和群速度色散, 也只适应于脉冲宽度大于 2 ps 的情况. 1992 年 Mørk 等人引入本地载流子密度概念<sup>[5]</sup>, 考虑载流子的温度特性, 对载流子加热、光谱烧孔、双光子吸收有很清晰的物理分析, 因此该模型适应于亚皮秒量级脉冲, 但是却忽略了在超高速情况下的增益色散和群速度色散情况. 2001 年 Connolly 从能带理论出发<sup>[6]</sup>, 利用宽

带增益公式, 加入频率相关的 ASE 噪声, 并对 SOA 进行了纵向分段, 使模型更加精确, 值得注意的是, 模型没有考虑带内效应, 因此模型只有在注入脉冲宽度大于 20 ps 的情况下才能与实验结果很好地符合. 近年来, 基于 SOA 的信号处理速度已有 Tbit/s 量级的报道<sup>[7]</sup>, 伴随着速率的提高, SOA 中各种带内效应以及色散性对信号脉冲的影响越来越大, 因此在分析 SOA 的超快特性时, 需要建立一个完善的 SOA 模型, 不仅要包括带间效应, 还应该对其带内效应有一个清晰的物理分析. 同时, 由于超短光脉冲具有很宽的频谱, 模型还应体现出群速度色散以及增益色散影响. 本文以 Mørk 的 SOA 理论为基础, 使用本地载流子概念, 对 SOA 的各种物理效应进行了严格的理论分析, 同时加入增益色散以及群速度色散效应, 采用分段模型, 基于时域有限差分算法, 构建了比较完整的半导体光放大器理论模型. 不仅能够精准的模拟飞秒量级脉冲光经过 SOA 的情况, 而且相对于传统的 SOA 动态模型, 该模型还包含了丰富的物理信息, 可以观察到导带(价带)载流子温度、导带(价带)准费米能级、导带(价带)能级密度、载流子浓度的变化情况. 另外, 超快非线性效应过程会伴随折射率的变化, 而折射率的变化又会引起输入信号频谱的变化, 这种变化被广泛用来实现高速全光信号处理或者改善输出信号质量<sup>[8]</sup>. 建立全面的 SOA 超快

\* 国家自然科学基金(批准号: 60577007), 国家高技术研究发展计划(863)项目(批准号: 2006AA03Z414), 湖北省杰出青年人才基金(批准号: 2006ABB017)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: xlzhang@mail.hust.edu.cn

数值分析模型,分析折射率变化的动态特性,对应用在高速全光信号处理中的 SOA 结构参数,工作条件的优化有一定的指导作用.

## 2. 理论模型

### 2.1. 理论分析

Mørk 和 Mark 利用密度矩阵方程<sup>[9]</sup>,并引入本地载流子密度概念,利用半导体内部载流子的密度矩阵函数,推导了更为精确的 SOA 理论方程.本文依此为基础,加入增益色散以及群速度色散对脉冲光的影响,采用矩阵运算,建立了飞秒量级光脉冲在 SOA 中的传输模型.

忽略 SOA 的偏振相关性,考虑带间以及带内效应,引入增益色散以及群速度色散,光场传输方程可以写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, \tau)}{\partial z} = & \left\{ \frac{1}{2} \Gamma g(z, \tau) - \Gamma \frac{i}{2} \frac{\partial g(\tau, \omega)}{\partial \omega} \right\}_{\omega_0} \\ & \times \left. \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{1}{4} \Gamma \frac{\partial^2 g(\tau, \omega)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \\ & - \frac{1}{2} \Gamma_2 \beta_2 (1 + i \alpha_2) |A(z, \tau)|^2 \\ & - \frac{1}{2} \Gamma \beta_c n_c(z, \tau) - \frac{1}{2} \Gamma \beta_v n_v(z, \tau) \\ & + \frac{1}{2} \beta_{\text{GVD}} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2} \alpha_{\text{int}} \\ & + \frac{i}{2} [ \alpha_{g_N}(z, \tau) + \alpha_{\text{CH}} \Delta g_{\text{CH}}(z, \tau) \\ & + \alpha_{\text{SHB}} \Delta g_{\text{SHB}}(z, \tau) ] \} A(z, \tau), \quad (1) \end{aligned}$$

(1) 式右边第一项、第二项、第三项为增益以及增益一阶、二阶色散的贡献,第四项表示的是双光子吸收项,第五项、第六项表示为导带和价带的自由载流子吸收,第七项表示为群速度色散,第八项表示为损耗项,最后一项表示的与增益有关的相位项,其中包括带间效应(载流子密度脉动)以及带内效应(载流子加热,光谱烧孔).其中,  $g$  为 SOA 中的总增益,  $g_N$  表示为仅由带间载流子浓度所引起的增益变化,  $\Delta g_{\text{CH}}$  为载流子加热所引起的增益变化,  $\Delta g_{\text{SHB}}$  为带内过程光谱烧孔所引起的增益变化,其表达式如下<sup>[10]</sup>:

$$g(z, \tau) = \frac{1}{v_g} \alpha(\omega_0) [ n_c(z, \tau) + n_v(z, \tau) - N_0 ],$$

$$g_N = \frac{1}{v_g} \alpha(\omega_0) [ n_c^*(z, \tau) + n_v^*(z, \tau) - N_0 ],$$

$$\Delta g_{\text{CH}} = \frac{1}{v_g} \alpha(\omega_0) [ \bar{n}_c - n_c^*(z, \tau) + \bar{n}_v - n_v^*(z, \tau) ],$$

$$\Delta g_{\text{SHB}} = \frac{1}{v_g} \alpha(\omega_0) [ n_c - \bar{n}_c + n_v - \bar{n}_v ], \quad (2)$$

$\alpha(\omega_0)$  和  $N_0$  分别为角频率  $\omega_0$  处的增益系数和光耦合区态密度.后者可用态密度在光频率耦合(OC)区域的能量谱密度上积分求得,即  $N_0 = \frac{1}{V} \int_{\text{OC}} \rho^{2D} dE$ .

为了计算光场传输方程,首先要计算导带和价带上的本地载流子浓度  $n_c(z, \tau)$  和  $n_v(z, \tau)$ ,它们满足以下等式<sup>[5]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_c(z, \tau)}{\partial \tau} = & - \frac{n_c(z, \tau) - \bar{n}_c(z, \tau)}{\tau_{1c}} \\ & - v_g g(z, \tau) S \\ & - n_c(z, \tau) \beta_c v_g S, \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_v(z, \tau)}{\partial \tau} = & - \frac{n_v(z, \tau) - \bar{n}_v(z, \tau)}{\tau_{1v}} \\ & - v_g g(z, \tau) S \\ & - n_v(z, \tau) \beta_v v_g S. \quad (4) \end{aligned}$$

上式右边第一项表示为电子(空穴)弛豫到准费米平衡态  $\bar{n}_R(z, \tau)$ ,  $R \in c, v$  的过程,第二项描述受激发射过程,第三项为自由载流子吸收,光子数密度  $S = |A(z, \tau)|^2$ .准费米平衡态  $\bar{n}_R(z, \tau)$  定义为  $\bar{n}_R(z, \tau) = N_0 F(E_R, T_R(z, \tau), E_R)$ ,  $R \in c, v$ .当载流子温度弛豫到晶格温度时,此时准费米平衡态为  $n_R^*(z, \tau) = N_0 F(E_R, T_L, E_R)$ ,其中,  $F$  为费米分布函数

$$F(\mu, T, E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - \mu}{k_b T}\right)}.$$

$E_{fc}, E_{fv}$  分别为导带和价带上的准费米能级,  $T_c(z, \tau), T_v(z, \tau)$  分别为导带和价带上载流子的温度.如果在二能级系统中,总的载流子密度以及总的能级密度已知的情况下,准费米能级  $E_{fc}, E_{fv}$  以及载流子的温度  $T_c, T_v$  可以由自洽性原理得出.

导带上为

$$\begin{aligned} N(z, \tau) = & \frac{1}{V} \sum_k F \\ & \times \left( E_{fc}(z, \tau), T_c(z, \tau), \frac{\hbar k^2}{2m_c^*} \right), \quad (5) \end{aligned}$$

$$U_c(z, \tau) = \frac{1}{V} \sum_k \frac{\hbar k^2}{2m_c^*} F \times \left( E_{ic}(z, \tau), T_c(z, \tau), \frac{\hbar k^2}{2m_c^*} \right), \quad (6)$$

由电荷守恒原理, 导带上的总的空穴浓度等于价带上总的电子浓度, 因此有

$$N(z, \tau) = \frac{2}{V} \sum_k F \times \left( E_{iv}(z, \tau), T_v(z, \tau), \frac{\hbar k^2}{2m_v^*} \right), \quad (7)$$

$$U_v(z, \tau) = \frac{2}{V} \sum_k \frac{\hbar k^2}{2m_v^*} F \times \left( E_{iv}(z, \tau), T_v(z, \tau), \frac{\hbar k^2}{2m_v^*} \right). \quad (8)$$

其中  $m_c^*$  和  $m_v^*$  分别表示导带中的电子和价带中空穴的有效质量. 由于价带分裂为重空穴带和轻空穴带, 因此 (7)(8) 式右边项前面有系数 2.

由载流子速率方程得到总的载流子浓度方程

$$\frac{\partial N(z, \tau)}{\partial \tau} = \frac{I}{ev} - \frac{N}{\tau_s} - v_g g(z, \tau) S + v_g \beta_2 S^2 \quad (9)$$

值得注意的是, 上式计算的  $N$  为所有的电子-空穴对, 包含那些未参与受激发射的电子和空穴.

导带和价带上的能级密度为

$$\frac{\partial U_c(z, \tau)}{\partial \tau} = \beta_c \hbar \omega_0 n_c S - E_c v_g g(z, \tau) S + E_{2c} v_g \beta_2 S^2 - \frac{U_c(z, \tau) - \bar{U}_c(z, \tau)}{\tau_{hc}}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial U_v(z, \tau)}{\partial \tau} = \beta_v \hbar \omega_0 n_v S - E_v v_g g(z, \tau) S + E_{2v} v_g \beta_2 S^2 - \frac{U_v(z, \tau) - \bar{U}_v(z, \tau)}{\tau_{hv}}, \quad (11)$$

式中, 右边第一项为受激发射项, 第二项为自由载流子吸收所引起的能级变化, 第三项为双光子吸收项, 最后一项中的  $\tau_{hc}$  和  $\tau_{hv}$  分别为导带和价带上被加热的载流子弛豫到晶格温度所经历的弛豫时间.

$\bar{U}_R(z, \tau) R \in c, v$  表示载流子温度为晶格温度时, 准费米平衡态下的载流子能级密度. 由费米分布函数计算得出

$$\bar{U}_c = \frac{1}{V} \sum_k \frac{\hbar k^2}{2m_c^*} F \times \left( E_{ic}(z, \tau), T_c(z, \tau), \frac{\hbar k^2}{2m_c^*} \right), \quad (12)$$

$$\bar{U}_v = \frac{1}{V} \sum_k \frac{\hbar k^2}{2m_v^*} F \times \left( E_{iv}(z, \tau), T_v(z, \tau), \frac{\hbar k^2}{2m_v^*} \right). \quad (13)$$

## 2.2. 增益色散以及群速度色散分析

当输入的脉冲光在亚皮秒量级甚至飞秒量级时, 经过傅里叶变换后的频域范围就会很宽, 因此, 在超短脉冲光注入到 SOA 时, 增益色散是一个不能忽视的问题. 已有文献报道将时域波形作傅里叶变换到频域里面, 对频域进行分段处理<sup>[11]</sup>, 但是, 这种方法在对频域信号进行反傅里叶变换时, 位相信息可能会丢失. 因此对于增益色散的考虑, 我们仍然在时域里面进行. 假定在二能级结构中, 能级结构为抛物线型. 在 (1) 式中, 对增益项进行 Taylor 展开至二阶, 即

$$g(\omega) = g(\omega_0) + \frac{\partial g}{\partial \omega} \Delta \omega + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 g}{\partial \omega^2} \Delta \omega^2, \quad (14)$$

其中, 通常对一阶偏微分以及二阶偏微分作如下处理<sup>[12, 13]</sup>:

$$\frac{\partial g}{\partial \omega} = A_1 + B_1 [g_0 - g(\tau, \omega_0)], \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 g}{\partial \omega^2} = A_2 + B_2 [g_0 - g(\tau, \omega_0)]. \quad (16)$$

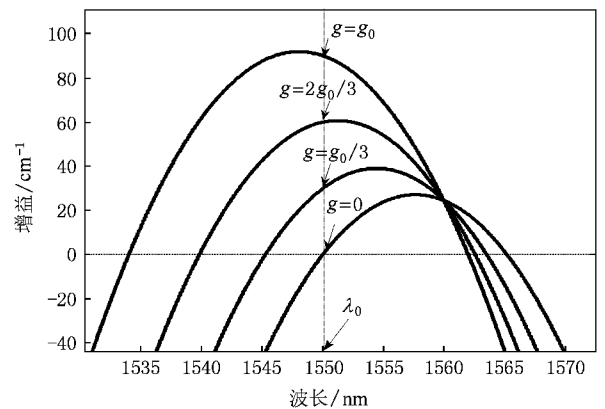


图 1 增益色散示意图

图 1 描述的是增益谱的变化情况, 随着载流子浓度的变化, 增益值也相应地发生变化, 图中  $g_0$  为小信号增益,  $\lambda_0$  为载波中心波长, 随着载波波长处增益值的降低 (图中分别选取  $g = g_0$ ,  $g = \frac{2g_0}{3}$ ,  $g = \frac{g_0}{3}$  时进行分析), 增益谱峰值逐渐向长波长漂移, 其原因在于随着载流子浓度的降低, 由于边带填充效

应,载流子优先填充低能级位置,导致增益谱峰值向低频漂移.

群速度色散会导致脉冲展宽,特别是在窄脉冲注入的情况下,频谱范围变得更宽,群速度色散对输出脉冲波形的影响将更大<sup>[14]</sup>.因此,考虑群速度色散是很有必要的.模型中通过引入色散系数  $\beta_{\text{GVD}}$  加入群速度色散项,使得对超短脉冲的模拟更为合理.

### 2.3. 数值模拟

采用经典 SOA 分段模型,逐次计算各段中的参数  $N, U_c, U_v, T_c, T_v, E_{fc}, E_{fv}, g$ . 由于在方程(1)中含有增益色散以及群速度色散,等式里面含有二阶非线性微分方程,很难利用分布傅里叶算法对 SOA 中光场的传输方程进行数值模拟,因此,我们仍然采用时域有限差分计算方法,利用梯形算法,将(1)式变为

$$(1 - a_{j+1,k})A_{j+1,k} - b_{j+1,k}A_{j+1,k+1} - c_{j+1,k}A_{j+1,k-1} = (1 + a_{j,k})A_{j,k} + b_{j,k}A_{j,k+1} + c_{j,k}A_{j,k-1}, \quad (17)$$

其中  $j$  表示空间分段,  $k$  表示时间分段:

$$a_{j,k} = \frac{\Delta z}{2} \left\{ \frac{1}{2} \Gamma g_0^{j,k} + \frac{\Gamma g_{j,k}''}{2\Delta\tau^2} - \frac{1}{2} \Gamma_2 \beta_2 (1 + i\alpha_2) |A_{j,k}|^2 - \frac{1}{2} \Gamma (\beta_c n_c + \beta_v n_v) - \frac{i\beta_{\text{GVD}}}{\Delta\tau^2} - \frac{1}{2} \alpha_{\text{int}} + \frac{i}{2} [\alpha g_N^{j,k}(z, \tau) + \alpha_{\text{CH}} \Delta g_{\text{CH}}^{j,k} + \alpha_{\text{SHB}} \Delta g_{\text{SHB}}^{j,k}] \right\}, \quad (18)$$

$$b_{j,k} = \frac{\Delta z}{2} \left[ -\frac{i\Gamma g_{j,k}'}{4\Delta\tau} - \frac{1}{4\Delta\tau^2} \Gamma g_{j,k}'' + \frac{i}{2\Delta\tau^2} \beta_{\text{GVD}} \right], \quad (19)$$

$$c_{j,k} = \frac{\Delta z}{2} \left[ \frac{i\Gamma g_{j,k}'}{4\Delta\tau} - \frac{1}{4\Delta\tau^2} \Gamma g_{j,k}'' + \frac{i}{2\Delta\tau^2} \beta_{\text{GVD}} \right]. \quad (20)$$

方程(3)(4)(9)(10)和(11)采用经典龙格-库塔法求解,(5)(6)(7)和(8)利用二分法求解,传输方程(17)则利用三对角矩阵运算,这样可以大大缩减运算时间.仿真实验中,使用 InGaAsP 材料的半导体光放大器,具体参数如下表.通过上述理论分析建立较完善的 SOA 动态模型,不仅在低速率下与已报道的其他理论模型及实验结果很好地符合,而且也能很好的解释在超高速飞秒级脉冲经过 SOA 时,

光子与载流子的相互影响.基于该模型,对超快折射率的动态特性进行理论分析.

表 1 仿真模型参数值表

		文献
有源区宽	$W/\mu\text{m}$	2
有源区厚度	$D/\mu\text{m}$	0.1
模场限制因子	$\Gamma, \Gamma_{\text{TPA}}$	0.18, 0.5
线宽增强因子	$\alpha$	7
线宽增强因子	$\alpha_{\text{CH}}, \alpha_{\text{SHB}}$	1.5, 0.1
小信号增益	$g_0/\text{cm}^{-1}$	90
内部损耗系数	$\alpha_{\text{int}}/\mu\text{m}^{-1}$	0.00175
增益系数	$\alpha(\omega)/(\mu\text{m}^3/\text{ps})$	$2.5 \times 10^5$
载流子寿命	$\tau_s/\text{ps}$	200 [3]
背景折射率	$n_0$	3.5
载流子—载流子散射时间	$\tau_{1c}, \tau_{1v}/\text{ps}$	0.1, 0.05 [7]
载流子—声子散射时间	$\tau_{1c}, \tau_{1v}/\text{ps}$	0.7, 0.25 [5]
自由载流子吸收系数	$\beta_c, \beta_v/\text{ps}$	$3 \times 10^{-8}, 0$ [15]
光子跃迁能级(导带)	$E_c, E_{2c}/\text{eV}$	0.03, 0.7
光子跃迁能级(价带)	$E_v, E_{2v}/\text{eV}$	0.003, 0.07
双光子吸收系数	$\beta_2/\mu\text{m}^2$	$9 \times 10^{-7}$
群速度色散系数	$\beta_{\text{GVD}}/(\text{ps}^2/\mu\text{m})$	$5 \times 10^{-6}$ [13]
一阶增益色散系数	$A_1/\text{ps}/\mu\text{m}$	$6.81 \times 10^{-4}$ [12]
一阶增益色散系数	$B_1/\text{ps}$	-0.06 [12]
二阶增益色散系数	$A_2/(\text{ps}^2/\mu\text{m})$	$-2 \times 10^{-5}$ [12]
二阶增益色散系数	$B_2/\text{ps}^2$	0 [12]
探测光波长	$\lambda_{\text{probe}}/\mu\text{m}$	1.55
抽运光波长	$\lambda_{\text{pump}}/\mu\text{m}$	1.54
探测光功率	$P_{\text{probe}}/\text{mW}$	1
抽运光脉冲半高全宽	FWHM/fs	200

### 3. 折射率动态理论分析

对于载流子脉动所引起的 SOA 有源区折射率的变化,本文由以下关系近似得到<sup>[16]</sup>

$$\Delta n = \begin{cases} 0, & N < N_{\text{min}}, \\ aN + b, & N \geq N_{\text{min}}. \end{cases} \quad (21)$$

依据实验结果,当选取的材料为 InGaAsP,对  $N_{\text{min}}$  的最佳拟合值为  $N_{\text{min}} = 3.386 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $a = -1.63 \times 10^{-20} \text{ cm}^3$ ,  $b = 0.00552$ .

仿真模拟折射率动态变化时,我们采用分段模型,将抽运光与探测光同时注入到 SOA 中,选取靠近输出端面的最后一个小段作为分析对象,因此

时注入光经过 SOA 放大后,光能量最强,SOA 中的非线性效应也最为突出.

首先分析在无脉冲光注入的情况下,SOA 中的有源区折射率分布,图 2(a)表示的是半导体光放大器注入功率为 20 mW 的连续光时,稳态情况下有源区折射率随着电流强度的变化关系,当电流强度越大时,折射率越低,因为在电流强度增大时,注入载流子越多,稳态时 SOA 有源区的载流子浓度越大,折射率也就越低.

图 2(b)描述的是当注入电流为 250 mA,半导体光放大器注入功率为 20 mW 的连续光时,稳态情况下有源区折射率随 SOA 纵向长度的变化关系.当

SOA 长度增加时,有源区折射率增加,这是因为稳态情况下当注入电流一定的情况下,SOA 的长度越大,内部的载流子浓度越低,因而折射率就越接近有源区的背景折射率.

图 3(a)表示的是,当注入半高全宽为 200 fs 的脉冲时,SOA 中载流子浓度的变化情况.脉冲进入 SOA 中,载流子浓度首先有一个急剧下降的过程,然后缓慢恢复.其恢复时间相对较长,典型值为 200 ps<sup>[31]</sup>.图 3(b)描述的是由载流子浓度所引起的折射率的变化情况,由(21)式可得,折射率的变化量与 SOA 中的载流子浓度近似为线性关系,SOA 中折射率随着载流子浓度的降低而增大.

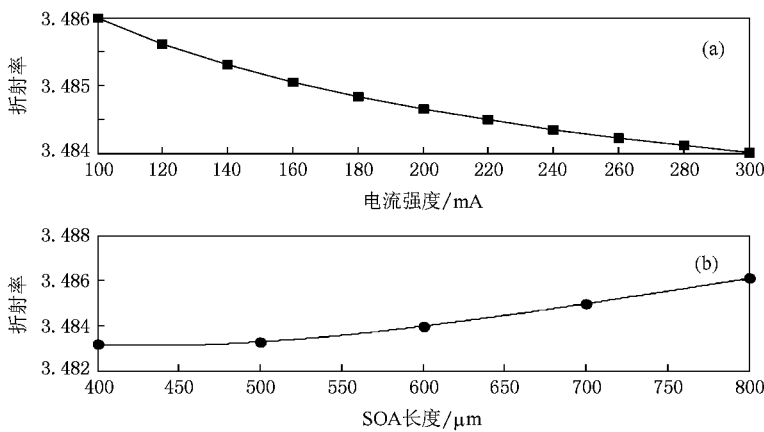


图 2 (a)有效折射率随注入电流的变化关系 (b)有效折射率随着 SOA 长度的变化

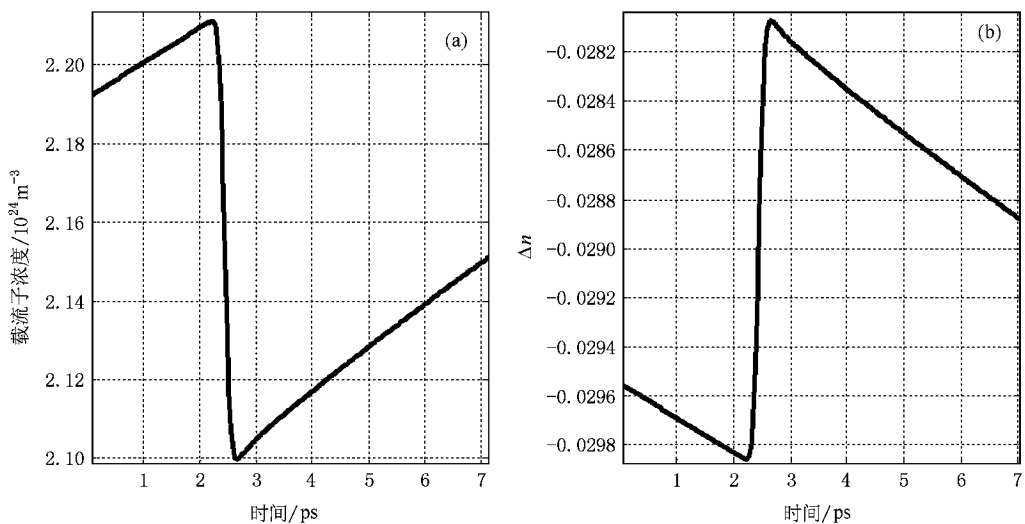


图 3 (a)SOA 中载流子脉动 (b)由载流子密度脉动所引起的折射率的变化

以上分析了由带间过程载流子脉动所引起的折射率的变化,但是,当飞秒量级脉冲注入进 SOA 时,

其他的带内非线性效应变得越来越重要,也影响着折射率的变化.为了分析有源区折射率的动态特性,

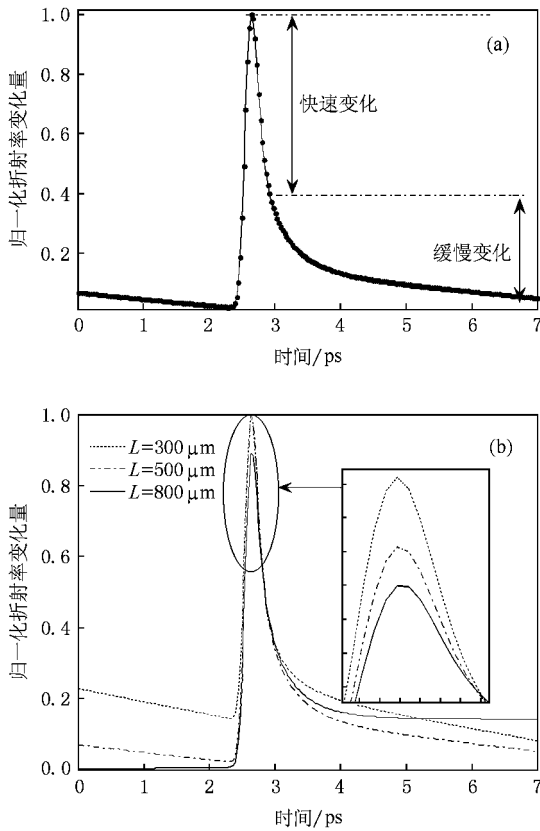


图 4 (a) 归一化折射率示意图 (b) 折射率随 SOA 长度的变化关系 (脉冲 FWHM = 200 fs)

用线宽增强因子来联系模型中相位变化与增益变化的关系. 由 (1) 式可得, 影响相位的主要因素有载流子密度脉动效应 ( $\alpha$ ), 载流子加热效应 ( $\alpha_{CH}$ ), 光谱烧孔效应 ( $\alpha_{SHB}$ ), 最终可以由上面三个线宽增强因子来联系 SOA 中有源区折射率与增益的关系. 由于光谱烧孔效应要比载流子加热效应弱很多, 因此, 带内效应主要考虑载流子加热效应. 图 4 (a) 所示为 SOA 中折射率变化情况, 可以明显地看出由两部分组成: 快速变化与缓慢变化过程, 并且快速过程经历的时间很短. 这段时间内, 带内非线性最强的过程就是载流子加热效应, 因此折射率快速变化过程主要是由带内温度变化所引起的. 另外, 动态折射率的变化最终体现在传播光信号的相位上, 这与文献 [17] 的结果是一致的, 输出信号光的相位也包含有快速变化与缓慢变化两个部分. 虽与文献 [18] 所描述的有所不同, 主要原因是描述相位在 SOA 传播时, 本文仍使用线宽增强因子这一概念, 充分考虑了带内效应对输出光相位的影响. 从图 4 (b) 还可以看出, 随着有源区长度的增加, 折射率的改变量会逐渐减小, 这是因为有源区长度增加, 在输出端面, SOA 有

源区的载流子浓度更低, 参与激射的电子-空穴对减少, 同时, 载流子加热效应也相应减小, 反映在折射率的变化量上也有一个减小.

分析这段时间内载流子温度的变化情况, 导带载流子温度要比晶格温度高很多. 图 5 (a) 为导带上电子的温度变化, 图 5 (b) 为价上空穴的温度变化情况. 造成温度的瞬态变化过程主要原因是受激发射消耗大量载流子的同时, 载流子与载流子之间的散射又使导带(价带)上剩余载流子向更高能级散射, 使得导带(价带)上载流子温度升高. 增益谱烧孔效应一方面使得处于受激区域的载流子减少, 另一方面, 载流子-载流子之间的碰撞也会使载流子温度升高, 并使之重新分布, 引起折射率有一个快速变化. 从图中还可以看出, 导带上电子的温度变化要比价带上空穴温度变化更为剧烈, 这与其有效质量有很大的关系.

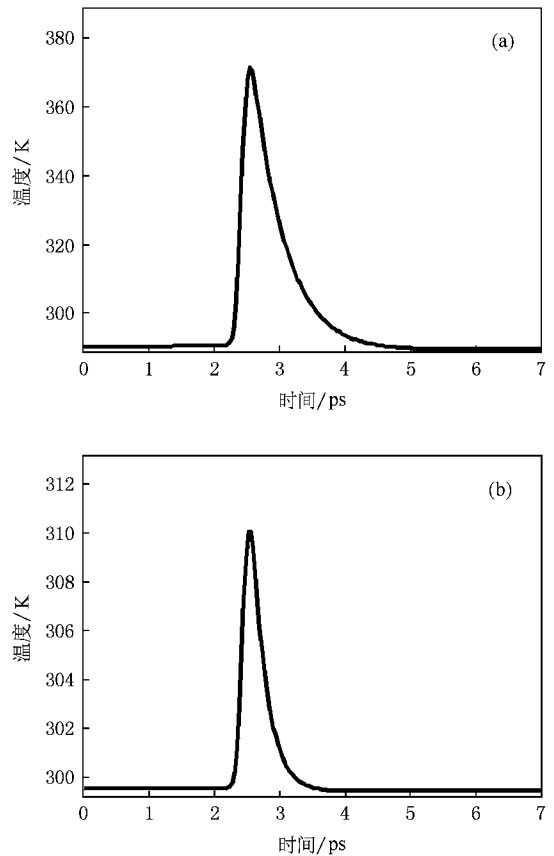


图 5 (a) 导带上电子温度变化图 (b) 价带上空穴温度变化图

图 6 描述的是仅由带内非线性效应引起的 SOA 内部折射率的变化情况. 相对于带间过程(载流子密度脉动)来说, 带内过程(主要为载流子加热)的影响范围是在一个很短的时间内, 折射率变化过程大约

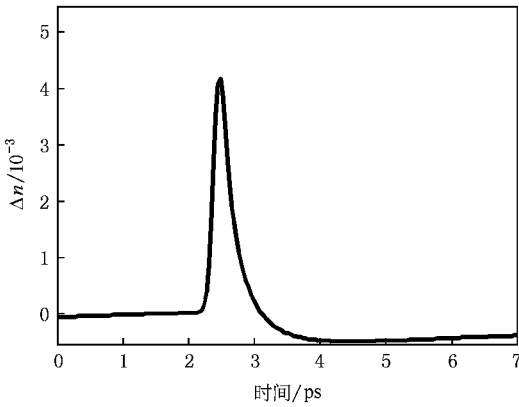


图 6 由载流子加热所引起的折射率的变化

在 1 ps 内,而带间过程所引起的折射率变化大约在 200 ps 内(图 2(b)).因此只有在超短脉冲光进入 SOA 中才能体现出载流子加热对折射率的影响.由

于带内效应所引起的折射率动态变化的响应时间为飞秒量级,因此在未来超速全光信号处理方面也有着潜在的应用价值.

## 4. 结 论

基于 Mørk 的半导体光放大器理论,考虑增益色散以及群速度色散,建立了比较完善的飞秒量级超高速 SOA 模型,基于稳态模型,得出了注入电流强度增加使有源区折射率降低,以及 SOA 长度增加使有源区折射率增大的结论.基于动态模型,分别研究了载流子脉动以及载流子加热效应对 SOA 折射率的影响,分析了 SOA 有源区长度与动态折射率的变化关系.模拟的结果对将来的超高速光信号处理以及改善 SOA 动态特性具有重要的理论指导意义.

[ 1 ] Liu Y ,Tangdionga E ,Li Z *et al* 2006 *OFC/NFOEC* ,Anaheim ,U.S.A. PDP 28

[ 2 ] Dong J J ,Zhang X L ,Wang Y *et al* 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2222 ( in Chinese ) [ 董建绩、张新亮、王 阳 2008 *物理学报* **57** 2222 ]

[ 3 ] Agrawal G P 1989 *Quantum Electronics* **25** 2297

[ 4 ] Willatzen M ,Uskov A ,Mørk J *et al* 1991 *Photonics Technology Letters* **3** 606

[ 5 ] Mørk J ,Mark J 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 2282

[ 6 ] Connelly M J 2001 *Quantum Electronics* **37** 439

[ 7 ] Li Z ,L Y ,Zhang S 2005 *Proceedings of IEEE/LEOS* 181

[ 8 ] Liu Y ,Tangdionga E ,Li Z *et al* 2006 *Lightwave Technology* **24** 232

[ 9 ] Mørk J ,Mark J 1995 *Proceedings of SPIE* **2399** 146

[ 10 ] Li Z 2007 *PHD Thesis in Technische Universiteit Eindhoven* p20

[ 11 ] Jiang Z ,Zhang X L ,Huang D X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4715 ( in Chinese ) [ 蒋 中、张新亮、黄德修 2006 *物理学报* **53** 4715 ]

[ 12 ] Hong M Y ,Chang Y H ,Dienes A *et al* 1994 *Quantum Electronics* **30** 1123

[ 13 ] Das N K ,Yamayoshi Y 2000 *Quantum Electronics* **36** 1185

[ 14 ] Agrawal G P 1989 *Nonlinear Fiber optics* ( San Diego : Academic Press ) p51

[ 15 ] Yang X ,Lenstra D ,Khoe G D *et al* 2003 *Optics Communications* **223** 171

[ 16 ] Weber J P 1994 *Quantum Electronics* **30** 1809

[ 17 ] Nielsen M L ,Mørk J ,Suzuki R *et al* 2006 *Optics Express* **14** 340

[ 18 ] Dailey J M ,Koch T L 2007 *Photonics Technology Letters* **19** 1078



# Theoretical study of ultrafast index dynamics in semiconductor optical amplifiers<sup>\*</sup>

Huang Xi Zhang Xin-Liang<sup>†</sup> Dong Jian-Ji Huang De-Xiu

( *Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China* )

( Received 23 July 2008 ; revised manuscript received 9 October 2008 )

## Abstract

We proposed a novel extended semiconductor optical amplifier (SOA) model for applications in femtosecond pulse transmission, in which various ultrafast nonlinear effects, such as gain dispersion and group velocity dispersion were taken into account. We analyzed the refractive index in response to variation of the input current and the length of SOA. Furthermore, the impact of carrier density pulsation and carrier heating on the refractive index dynamics of SOA was discussed respectively. The simulation model can be applied in parameter and operation condition optimization of SOAs in order to improve their femtosecond dynamic characteristics.

**Keywords** : semiconductor optical amplifier , index dynamics , gain dispersion , group velocity dispersion

**PACC** : 4255P , 4265P , 4280V

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60577007 ) , the National High Technology Developing Program of China ( Grant No. 2006AA03Z414 ) , the Outstanding Youth Foundation of Hubei Province , China ( Grant No. 2006ABB017 ) .

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: xlzhang@mail.hust.edu.cn