

强超短脉冲抽运下半导体光放大器中的非线性过程*

刘茂桐 杨爱英† 孙雨南

(北京理工大学信息科学技术学院光电工程系, 北京 100081)

(2008 年 4 月 5 日收到, 2008 年 8 月 21 日收到修改稿)

建立了包含载流子浓度脉动(CDP)、自由载流子吸收(FCA)、受激辐射(SE)、双光子吸收(TPA)、光谱烧孔(SHB)和超快非线性折射(UNR)过程的半导体光放大器(SOA)理论模型,通过与已报道的实验结果的对模型进行了验证,实现了对已有 SOA 模型的修正,并对 UNR、FCA 和 TPA 效应对强超短光脉冲传输特性的影响进行了分析.当脉宽为几个皮秒的强光脉冲注入工作于透明电流下的 SOA 时,其强度特性主要受 FCA 和 TPA 效应的影响.由于加入了 FCA 效应,使模型对 200 fs 脉冲强度传输特性的仿真结果与实验结果基本相符,扩大了模型的适用范围.

关键词:非线性过程,强超短光脉冲,SOA 理论模型,增益透明

PACC:4265G,4280S

1. 引言

随着光信号处理技术的发展,光脉冲特性的相关研究早已进入了皮秒、亚皮秒领域.半导体光放大器(SOA)由于其体积小、可集成的特点已经成为实现下一代光网络物理层复杂功能的重要基础器件.在窄脉宽强抽运下,SOA 中自由载流子吸收(FCA)、双光子吸收(TPA)等效应的作用大大增强^[1,2],超快增益和折射率的变化也主要由这两个效应引起,其典型的响应时间仅受电子-电子和空穴-空穴相互作用时间的限制,一般为 50—100 fs.当这两个过程起主要作用时,SOA 中出现超快增益过程,这一过程的增益恢复时间远小于电子-空穴恢复时间^[3],而增益恢复时间的大小直接决定了 SOA 用作全光信号处理输出的码型效应、输出消光比以及最高可实现的工作速率,过长的增益恢复时间会使眼图质量劣化,若直接应用于高速系统中则会产生严重的码型效应^[4],因此强超短脉冲作用下 SOA 中超快非线性过程的研究对克服 SOA 在光信号处理速度上的限制具有重要意义.由于在透明传输点,理论上 SOA 中没有净受激传输^[5],因此在透明条件下可以更清晰地研究 FCA、TPA 等效应对光脉冲传输特性的影响.

Tang 等^[1]曾经对透明传输时 SOA 的脉冲传输特性进行了分析,但他们提出的模型没有考虑 FCA 效应的影响,而该效应在透明传输条件下和 SOA 深度饱和时是不可忽略的^[5,6],因此需要建立一套综合考虑 SOA 中各带内、带间效应的理论模型以便对超快过程进行分析.本文首先推导出包含 FCA 效应的 SOA 理论模型,将仿真结果与相关实验结果进行对比,验证了模型的合理性,并可以解释文献^[1]中对 200 fs 脉冲仿真结果与实验结果有较大差异的主要原因,进而讨论了 SOA 中强短脉冲抽运下主要非线性过程对 SOA 传输特性的影响.这些工作有助于 SOA 在有超短脉冲参与的光逻辑、波长变换、光采样等方面的深入研究.

2. SOA 理论模型

FCA 是 SOA 重要的带内过程,它会影响到本地载流子的分布,使带内载流子通过与光子相互作用具有更高能量,特别是在透明传输点附近或脉宽小于 2 ps 的情况, FCA 过程的作用会更明显^[2,5,6],因而在讨论中需要将 FCA 效应的影响加入到表征本地载流子浓度变化的速率方程中. SOA 的基本速率方程如下所示:

* 国家自然科学基金(批准号:60777024)和教育部光通信和光波技术重点实验室(北京邮电大学)开放基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: yangaiying@bit.edu.cn

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_s} - v_g g S + \frac{\Gamma_2}{\Gamma} v_g \beta_2 S^2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_\beta}{\partial t} = -\frac{n_\beta - \bar{n}_\beta}{\tau_{1,\beta}} - n_\beta \sigma_\beta v_g S - v_g g S, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_\beta}{\partial t} = & \left(\frac{\partial U_\beta}{\partial T_\beta} \right)_N^{-1} \left\{ \left[\frac{\sigma_\beta N \hbar \omega_0}{g} - E_\beta + \left(\frac{\partial U_\beta}{\partial N} \right)_{T_\beta} \right] v_g g S \right. \\ & + \left[E_{2,\beta} - \left(\frac{\partial U_\beta}{\partial N} \right)_{T_\beta} \right] \frac{\Gamma_2}{\Gamma} v_g \beta_2 S^2 \left. \right\} \\ & - \frac{T_\beta - T_L}{\tau_{h,\beta}}. \end{aligned} \quad (3)$$

该模型在文献 [1] 中给出的 SOA 基本速率方程的基础上, 按文献 [3] 的方法将 FCA 效应加入到表征本地载流子浓度变化的公式 (2) 中, 即将 “ $n_\beta \sigma_\beta v_g S$ ” 项加入到公式 (2) 中. $\beta = c, v$ 分别表示导带和价带. n_β 为本地载流子浓度, \bar{n}_β 表示本地载流子浓度的准平衡值, v_g 为群速度, S 为光子浓度, N 为总载流子浓度, I 为注入电流, q 为基元电荷, V 为有源区体积, T_β 为有源区载流子温度, $T_L = 300$ K 为晶格温度, U_β 为能量密度, $\hbar\omega_0$ 是角频率为 ω_0 的光子能量, E_β 和 $E_{2,\beta}$ 分别为导带和价带相应于单光子和双光子吸收过程的光跃迁能量, g 为仅与本地载流子浓度相关的增益, 其他参量定义见表 1. 由文献 [6] 可知

$$g_1(N) = \alpha(N - N_{tr}), \quad (4a)$$

$$\Delta g_\beta = \frac{a_N}{v_g} (n_\beta - \bar{n}_\beta), \quad (4b)$$

$$\Delta g_{\beta,h} = \frac{a_N}{v_g} (\bar{n}_\beta - \bar{n}_{\beta,L}) = \frac{\partial g}{\partial T_\beta} \cdot \Delta T_\beta, \quad (4c)$$

其中, g_1 是与总载流子浓度 N 有关的增益, $\Delta g_{\beta,h}$ 是由有源区载流子温度变化引起的增益变化量, Δg_β 是由注入脉冲引起的增益变化量, $\bar{n}_{\beta,L}$ 为晶格温度下的本地载流子浓度准平衡值. 载流子温度的变化可归因于受激辐射 ($\Delta T_{\beta,se}$)、自由载流子吸收 ($\Delta T_{\beta,fca}$) 和双光子吸收 ($\Delta T_{\beta,2pa}$) 效应, 则有

$$\Delta T_\beta = \Delta T_{\beta,se} + \Delta T_{\beta,fca} + \Delta T_{\beta,2pa}, \quad (5a)$$

由 (3) 式可知

$$\frac{\partial \Delta T_{\beta,se}}{\partial t} = -\frac{\Delta T_{\beta,se}}{\tau_{h,\beta}} + K_{\beta,se} v_g g S, \quad (5b)$$

$$\frac{\partial \Delta T_{\beta,fca}}{\partial t} = -\frac{\Delta T_{\beta,fca}}{\tau_{h,\beta}} + K_{\beta,fca} v_g a N S, \quad (5c)$$

$$\frac{\partial \Delta T_{\beta,2pa}}{\partial t} = -\frac{\Delta T_{\beta,2pa}}{\tau_{h,\beta}} + K_{\beta,2pa} \frac{\Gamma_2}{\Gamma} \gamma_2 v_g S, \quad (5d)$$

其中

$$K_{\beta,se} = \left(\frac{\partial U_\beta}{\partial T_\beta} \right)_N^{-1} \left[\left(\frac{\partial U_\beta}{\partial N} \right)_{T_\beta} - E_\beta \right],$$

$$K_{\beta,2pa} = \left(\frac{\partial U_\beta}{\partial T_\beta} \right)_N^{-1} \left[E_{2,\beta} - \left(\frac{\partial U_\beta}{\partial N} \right)_{T_\beta} \right],$$

$$K_{\beta,fca} = \left(\frac{\partial U_\beta}{\partial T_\beta} \right)_N^{-1} \frac{\sigma_\beta \hbar \omega_0}{a}.$$

由 (1)–(5) 式可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_1}{\partial t} = & \frac{-g_1}{\tau_s} - a v_g g S + a \frac{\Gamma_2}{\Gamma} v_g \gamma_2 S^2 \\ & + \frac{\alpha(N_{st} - N_{tr})}{\tau_s}, \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta g_\beta}{\partial t} = & -\Delta g_\beta \left(\frac{1}{\tau_{1,\beta}} + \sigma_\beta v_g S \right) - \frac{\epsilon_{sh,\beta}}{\tau_{1,\beta}} \cdot g S \\ & - a_N \bar{n}_\beta \sigma_\beta S - \left(\frac{\partial \Delta g_{\beta,h}}{\partial t} + \gamma_\beta \cdot \frac{\partial g_1}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (6b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta g_{\beta,h}}{\partial t} = & -\frac{\Delta g_{\beta,h}}{\tau_{h,\beta}} - \frac{\epsilon_{se,\beta}}{\tau_{h,\beta}} \cdot g S - \frac{\epsilon_{fca,\beta}}{\tau_{h,\beta}} \\ & \times (g_1 + a N_{tr}) S - \Gamma_2 \frac{\epsilon_{2pa,\beta}}{\tau_{h,\beta}} \cdot S^2, \end{aligned} \quad (6c)$$

其中

$$\epsilon_{se,\beta} = -v_g K_{\beta,se} \tau_{h,\beta} \frac{\partial g}{\partial T_\beta},$$

$$\epsilon_{fca,\beta} = -v_g K_{\beta,fca} \tau_{h,\beta} \frac{\partial g}{\partial T_\beta},$$

$$\epsilon_{2pa,\beta} = -\frac{1}{\Gamma} v_g \gamma_2 K_{\beta,2pa} \tau_{h,\beta} \frac{\partial g}{\partial T_\beta}.$$

N_{st} 为载流子浓度的非饱和值.

$$\gamma_\beta = \frac{a_N}{a v_g} \cdot \frac{\partial \bar{n}_{\beta,L}}{\partial N} \quad [6]$$

且有

$$\sum_\beta \gamma_\beta = 1.$$

在此我们采用准平衡态近似, 即认为当注入脉冲宽度远大于载流子-载流子散射时间 $\tau_{1,\beta}$ (一般取 $\tau_{1,c} = \tau_{1,v} = 50$ fs) 和载流子-声子弛豫时间 $\tau_{h,\beta}$ (一般取 $\tau_{h,c} = 650$ fs, $\tau_{h,v} = 200$ fs) 时可略去 (6b) 式和 (6c) 式的时间微分项 [6], 由此可得

$$\Delta g_\beta = \frac{-\epsilon_{sh,\beta} g S - \tau_{1,\beta} a_N \bar{n}_\beta \sigma_\beta S}{1 + \tau_{1,\beta} \sigma_\beta v_g S}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Delta g_{\beta,h} = & -\epsilon_{se,\beta} g S - \epsilon_{fca,\beta} (g_1 + a N_{tr}) S \\ & - \Gamma_2 \epsilon_{2pa,\beta} S^2, \end{aligned} \quad (8)$$

由文献 [6] 可知

$$g(t) = g_1(N) + \sum_\beta (\Delta g_\beta + \Delta g_{\beta,h}), \quad (9)$$

将 (7) 式和 (8) 式代入 (9) 式, 因为有

$$\epsilon_{shb, \beta} = a_N \tau_{1, \beta}^{[6]},$$

$$\epsilon_{shb, c} = \epsilon_{shb, v} = \epsilon_{shb, r},$$

则可取

得到

$$g(t) = \frac{g_1(N) + g_1(N \chi \tau_{1, c} \sigma_c v_g S - \epsilon_{fca} S - \epsilon_{fca} \tau_{1, c} \sigma_c v_g S^2) - a_N \tau_{1, c} \bar{n}_c \sigma_c S - (\epsilon_{fca} a N_{tr} S + \Gamma_2 \epsilon_{tpa} S^2 \chi (1 + \tau_{1, c} \sigma_c v_g S))}{1 + (2\epsilon_{shb} + \epsilon_{sc} + \tau_{1, c} \sigma_c v_g) \cdot S + (\epsilon_{shb} + \epsilon_{sc}) \chi \tau_{1, c} \sigma_c v_g S^2}, \quad (10)$$

推导中取

$$\epsilon_{fca} = \sum_{\beta} \epsilon_{fca, \beta},$$

$$\epsilon_{tpa} = \sum_{\beta} \epsilon_{tpa, \beta},$$

$$\epsilon_{se} = \sum_{\beta} \epsilon_{se, \beta},$$

$$\sigma_v = 0^{[7]},$$

该模型忽略了价带内的 FCA 过程,由文献 7 知该近似是合理的.取

$$G = \Gamma g_1,$$

$$\tau = t - z/v_g,$$

且有

$$P = |A|^2,$$

$$S = |A|^2 (\hbar \omega_0 \sigma v_g),$$

$$E_{sat} = \hbar \omega_0 \sigma / a,$$

$$\gamma'_2 = \gamma_2 (\hbar \omega_0 v_g),$$

则由(6a)式和(10)式可得到模型增益 G 和材料增益 g 如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial \tau} &= \frac{G_0 - G}{\tau_s} - \frac{P}{E_{sat}} \\ &\times \frac{G + \chi \gamma P - \epsilon_{FCA} P - \gamma \epsilon_{FCA} P^2 - (\Gamma \epsilon_{FCA} a N_{tr} P + \Gamma_2 \epsilon_{TPA} P^2 \chi (1 + \gamma P)) - \Gamma a_N \bar{n}_c \gamma P / v_g}{1 + (2\epsilon_{SHB} + \epsilon_{SE} + \gamma) P + (\epsilon_{SHB} + \epsilon_{SE}) \gamma P^2} \\ &+ \frac{a \Gamma_2 \gamma'_2}{\hbar \omega_0 \sigma^2} P^2, \end{aligned} \quad (11)$$

$$g(t) = \frac{G + \chi \gamma P - \epsilon_{FCA} P - \gamma \epsilon_{FCA} P^2 - (\Gamma \epsilon_{FCA} a N_{tr} P + \Gamma_2 \epsilon_{TPA} P^2 \chi (1 + \gamma P)) - \Gamma a_N \bar{n}_c \gamma P / v_g}{\Gamma [1 + (2\epsilon_{SHB} + \epsilon_{SE} + \gamma) \cdot P + (\epsilon_{SHB} + \epsilon_{SE}) \gamma P^2]}, \quad (12)$$

其中

$$\gamma = \tau_{1, c} \sigma_c (\hbar \omega_0 \sigma),$$

$$\epsilon_{FCA} = \epsilon_{fca} (\hbar \omega_0 \sigma v_g),$$

其他参数定义可参见文献 8],由此可求得增益改变量 $\Delta g_{\beta, h}$ 和 Δg_{β}

$$\begin{aligned} \Delta g_{\beta, h} &= -\epsilon_{SE, \beta} g P - \epsilon_{FCA, \beta} \left(\frac{G}{\Gamma} + a N_{tr} \right) P \\ &- \frac{\Gamma_2}{\Gamma} \epsilon_{TPA, \beta} P^2, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\Delta g_c = \frac{-\epsilon_{SHB} g P - \gamma a_N \bar{n}_c P / v_g}{1 + \gamma P}, \quad (14a)$$

$$\Delta g_v = -\epsilon_{SHB} g P. \quad (14b)$$

由文献 9]可得光脉冲的复振幅 $A(z, \tau)$ 如下

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} &= \frac{1}{2} \Gamma g A - \frac{i}{2} \cdot [\alpha_N (G - G_0) \\ &+ \alpha_T \Gamma (\Delta g_{ch} + \Delta g_{vh}) \\ &+ \alpha_u \Gamma (\Delta g_c + \Delta g_v)] A \end{aligned}$$

$$- \left(\Gamma_2 \gamma'_2 + i \Gamma_2 \frac{\omega_0}{c} n_2 \right) \frac{1}{\sigma} P A - \frac{1}{2} \alpha_{int} A, \quad (15)$$

需要指出的是,TPA 和 UNR 效应的影 响是以微扰的形式唯象地加入到方程中的^[10],UNR 项前的符号通过取线宽增强因子为零,根据得到的功率谱来决定,此处取正号.以上模型忽略了群速度色散效应,脉宽在皮秒范围,SOA 长度在几百微米的情况下,该近似是合理的^[10].

3. 仿真参数的选取与计算

本文对 $1.55 \mu\text{m}$ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ ($y = 0.95^{[11]}$) 长度为 $350 \mu\text{m}$ 的半导体光放大器进行了数值仿真,由于器件两端涂有抗反射膜,因此忽略端面反射的影响.为了应用文献 12]的实验结果对模型进行验证,有源区交叉区域面积 σ' 取 $1.5 \mu\text{m} \times 0.17 \mu\text{m}$,则模场交叉区域面积为 $\sigma = \sigma' / \Gamma$,限制因

子 $\Gamma = 0.39$. 注入光脉冲的中心波长 $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$, 在注入电流 $I = 40 \text{ mA}$ 时小信号增益 $G_0 = 20 \text{ dB}$, 透明传输电流 $I_0 = 6 \text{ mA}$. 由文献[12]的实验结果取 TPA 系数 $\gamma_2 = 65 \text{ cm/GW}$, 非线性增益折射系数 $n_2 = -2 \times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{W}$. 微分增益 a 可通过 $G_0 = \Gamma a (N_{st} - N_{tr})$ 和文献[12]中实验参数求取, 其中取

$$N_{tr} = I_0 \tau_s (\kappa qV) - \alpha_{int}/a, \quad (16)$$

式中 $V = L \times \sigma'$, SOA 的净模型增益为

$$G_{net}(\omega, N) \text{ (dB)} = 10 \lg \{ \exp[\Gamma (g(\omega, N) - \alpha_{int}) L] \}. \quad (17)$$

则当透明传输时, 即工作在电流 I_0 下, $g_0 = \alpha_{int}$, 器件内部损耗值选取通常的取值 $1 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$, 则由(13)式可求得 N_{tr} . 参数 $\Gamma_2, \Gamma'_2, \alpha_N, \alpha_T, \alpha_n$ 作为可调参数实现仿真结果与实验结果更好的拟合.

表 1 SOA 模型仿真中用到的参数

参数名称	符号	数值	单位
载流子-载流子散射时间	τ_{1c}, τ_{1n}	$50.50^{[12]}$	fs
载流子-声子弛豫时间	$\tau_{h,c}, \tau_{h,n}$	$650.200^{[12]}$	fs
载流子寿命	τ_s	$0.5^{[11]}$	ns
微分增益	a	2.834×10^{-20}	m^2
FCA 系数	$\sigma_c \sigma_v$	1.5×10^{-21}	m^2
透明传输载流子浓度	N_{tr}	1.748×10^{23}	m^{-3}
导带光跃迁能量	E_c, E_{2c}	0.0491, 0.8023	eV
价带光跃迁能量	E_v, E_{2v}	0.0049, 0.0799	eV
SE 非线性增益压缩因子	ϵ_{SE}	0.5538	W^{-1}
导带 SE 非线性增益压缩因子	$\epsilon_{SE,c}$	0.4865	W^{-1}
价带 SE 非线性增益压缩因子	$\epsilon_{SE,n}$	0.0674	W^{-1}
SHB 非线性增益压缩因子	ϵ_{SHB}	0.3456	W^{-1}
TPA 非线性增益压缩因子	ϵ_{TPA}	3.3785×10^3	$\text{m}^{-1} \cdot \text{W}^{-2}$
导带 TPA 非线性增益压缩因子	$\epsilon_{TPA,c}$	3.3140×10^3	$\text{m}^{-1} \cdot \text{W}^{-2}$
价带 TPA 非线性增益压缩因子	$\epsilon_{TPA,n}$	64.56	$\text{m}^{-1} \cdot \text{W}^{-2}$
FCA 非线性增益压缩因子	ϵ_{FCA}	0.2223	W^{-1}
导带 FCA 非线性增益压缩因子	$\epsilon_{FCA,c}$	0.2223	W^{-1}
价带 FCA 非线性增益压缩因子	$\epsilon_{FCA,n}$	0	W^{-1}
增益有效面积	a_N/v_g	5.99×10^{-19}	m^2
光耦合区可用态密度	N_0	3.0557×10^{23}	m^{-3}

由以下两式^[16]可以求取导带和价带光跃迁能量

$$\hbar\omega_0 = E_g + E_c + E_v, \quad (18a)$$

$$2\hbar\omega_0 = E_g + E_{2c} + E_{2v}, \quad (18b)$$

其中带隙能量 E_g 可由下式求出^[11]

$$E_g(\text{eV}) = 1.35 - 0.72y + 0.12y^2. \quad (19)$$

与 SE, SHB, TPA, FCA 过程相应的非线性增益压缩因子的求解详见文献[8]. 增益有效面积

$$a_N/v_g = \omega_0 |d_k|^2 \tau_2 / \hbar \epsilon_0 n c^{[6]},$$

其中 c 为真空光传播速度, ϵ_0 为真空介电常数, $|d_k|$ 为光传输态的偶极矩^[13].

本文采用近似算法求解准费米能级 E_{fc} 的值^[14], 即

$$E_{fc} = k_B T_c \left[\ln(N/N_c) + \sum_{i=1}^4 A_i (N/N_c)^i \right] \quad (20)$$

相对于自洽算法, 该算法可以有效提高算法效率. 其中,

$$N_c = \chi (m_c k_B T_c / 2\pi \hbar^2)^{3/2},$$

m_c 是电子有效质量. 进而 \bar{n}_c 可由下式求得^[3]

$$\bar{n}_c(z, \tau) = N_0 / \{1 + \exp[(E_c - E_{fc}) / k_B T_c]\}, \quad (21)$$

其中 N_0 为光耦合区可用态密度, 可通过对态密度积分求得. 对 g_1 引入线性近似^[6]可知

$$T_c = T_L + \frac{\epsilon_{SE,c} \Gamma g P + \epsilon_{FCA,c} (G + \Gamma a N_{tr}) P + \Gamma_2 \epsilon_{TPA,c} P^2}{\Gamma g_{T_c}}, \quad (23)$$

其中 $T_L = 300$ K 为晶格温度. 我们采用分步傅里叶算法对工作于透明传输条件下的 SOA 中超短光脉冲传输特性进行分析. 由于考虑了 FCA 效应的增益压缩和频谱展宽作用的影响并且在模型建立过程中采用了新的推导方法, 本文采用的拟合参数小于文献 1 和 8 给出的参数.

4. SOA 中非线性效应对传输特性影响的分析

首先我们对半峰全宽 (FWHM) 为 1 ps 脉冲传输特性进行了仿真研究, 仿真中采用的拟合参数见表 2. 图 1 所示为 1 ps 0.7 pJ 高斯光脉冲注入 SOA 后输出脉冲的归一化光功率谱特性, 当注入脉冲能量小于 1 pJ 时, 脉冲的光谱特性并没有明显改变. 由图 2 (a) 可以看到当注入脉冲能量增大到几十皮焦时, 功率谱向高频方向出现了不对称的展宽^[12], 且出现了多峰结构, 主谱峰红移, 该结果与文献 12 的实验结果基本符合. 当强短脉冲注入 SOA 时, SOA 出现了增益饱和, 脉冲前沿增益比后沿大, 增益的改变伴随着折射系数的变化, 从而引起了脉冲的 SPM (自相位调制), 这一效应使超短脉冲在非线性介质中传输时产生了频谱的变化, 且该过程是与注入光脉冲宽度相关的^[16]. 红移谱的主峰主要是由伴随载流子消耗 (响应时间几百皮秒) 的 SPM 引起的, 蓝移谱的主峰主要是由伴随载流子加热过程 (响应时间小于 1 ps) 的 SPM 引起的, 对具有更窄脉宽、更高强度的注入光脉冲, 谱的多峰结构会越来越明显, 当注入脉冲强度较弱, SOA 增益饱和和效应不明显时, 即使脉冲宽度与载流子加热过程响应时间可比, 也不会引起明显的谱展宽, 因此 SOA 中光脉冲的功率谱特性由脉冲宽度和强度共同决定.

$$N = G(\Gamma a) + N_{tr}. \quad (22)$$

由下式^[6,15]

$$\Delta g_{\beta,h} = g_{T_\beta} \Delta T_\beta$$

$$(g_{T_\beta} = \partial g / \partial T_\beta, g_{T_c} = -108 \text{ m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}),$$

可求得导带载流子温度

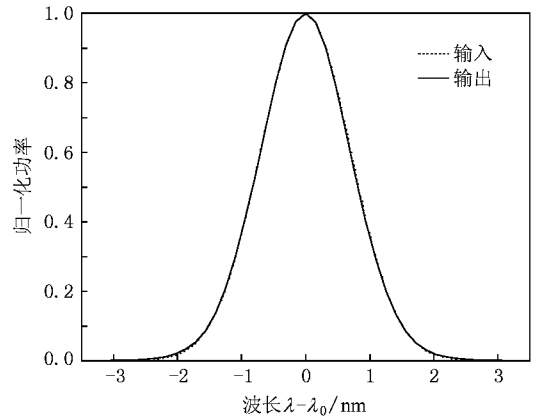


图 1 1 ps 0.7 pJ 高斯光脉冲输出归一化光功率谱

表 2 SOA 模型中拟合参数的选取

参数	符号	数值
TPA 限制因子	Γ_2	0.035
非线性折射限制因子	Γ'_2	0.057
传统线宽增强因子	α_N	2.1
温度线宽增强因子	α_T	1.8
本地载流子线宽增强因子	α_n	2.03

由图 2 (b)–(d) 可以看到 UNR, TPA 和 FCA 效应对输出光功率谱的作用依次变弱, UNR 效应对功率谱有明显的对称展宽作用, TPA 和 FCA 效应会使主谱峰产生微弱红移, 这是由于在透明工作条件下, SOA 中几乎没有参与放大过程的载流子, 强短脉冲注入时由于 TPA 和 FCA 效应的载流子加热作用增益会迅速减少, 增益会通过等离子效应和 Kramers-Kronig 关系改变折射率, 增益的增加会引起折射系数的减小 (反之亦然)^[16], 因此使谱红移. 由于 TPA 过程会吸收光能量而使载流子浓度增加 (价带电子吸收两个光子产生一个载流子), 从而使脉冲后沿的

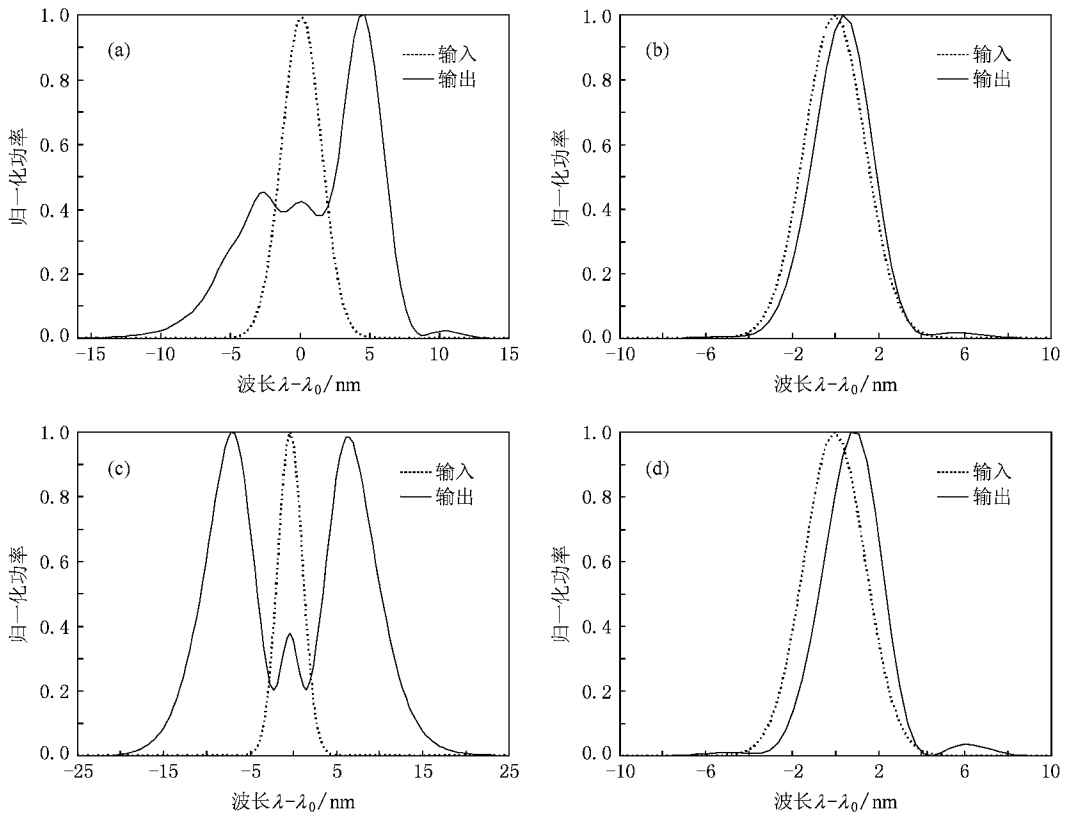


图2 1 ps 31 pJ 高斯光脉冲输出归一化光功率谱 仿真时间窗口与功率谱的分辨率相关,此处取6倍半幅全宽。(a)加入所有效应后输出的归一化光功率谱 (b)仅考虑 FCA 效应输出的归一化光功率谱 (c)仅考虑 UNR 效应输出的归一化光功率谱 (d)仅考虑 TPA 效应输出的归一化光功率谱

增益增加,同时 FCA 效应会吸收光子使导带载流子具有更高的能量,而更易于跃迁到价带,从而对增益进行补偿,增益恢复过程伴随着谱的蓝移。谱的最终移动取决于红移和蓝移的相互抵消作用,本文的仿真结果说明,对 TPA 和 FCA 效应而言,它们的载流子加热作用强于对增益的恢复作用,以上结论亦可从图 3 看出。图 3 所示啁啾特性与文献 [1] 的仿真结果和文献 [16] 对 500 fs 的实验结果相符,可以看到由于 TPA 和 FCA 效应对啁啾起到了不对称的作用,因而造成了不对称的谱输出。在 1 ps 的脉冲作用下,由文献 [12] 的实验可知,这一脉冲宽度与非线性折射恢复时间可比,使 UNR 效应对啁啾起主要作用,对谱的形状起主要作用。脉冲前沿与啁啾曲线相交处的啁啾具有负斜率,从而使主谱峰产生了红移,脉冲后沿交点处的啁啾具有正斜率,从而导致了蓝移的次谱峰的出现。

沿 SOA 长度方向上脉冲传输的温度特性如图 4 所示,由文献 [17] 可知对于强脉冲注入的情况,载流子温度会产生 10^3 K 量级的变化,当 31 pJ 的光脉冲

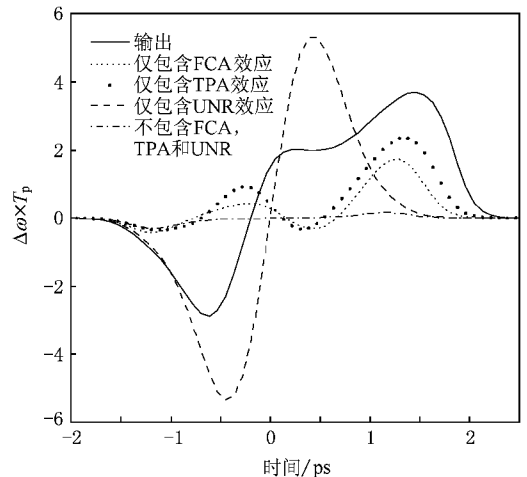


图3 1 ps 31 pJ 高斯光脉冲注入时输出脉冲的频率啁啾
 $T_p = T_{FWHM}/1.665$

注入时,载流子温度会达到很高,增益瞬间深度饱和,随着脉冲能量在传输过程中的损耗,光脉冲对载流子的加热作用大大降低,载流子温度也随之下降,这与文献 [18] 的实验结果相符。由图 5 可以看到,

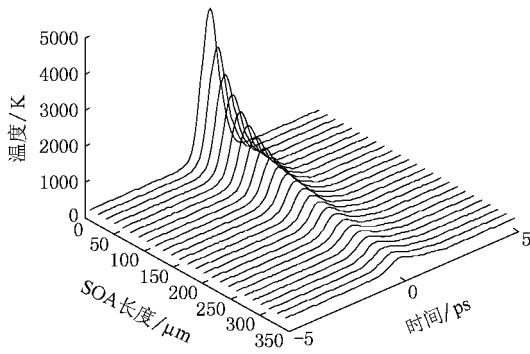


图 4 1 ps 31 pJ 光脉冲沿 SOA 传输的载流子温度特性

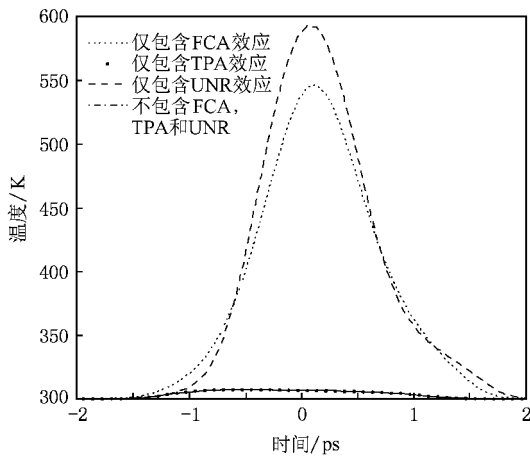


图 5 1 ps 31 pJ 光注入时 SOA 输出端面载流子温度特性

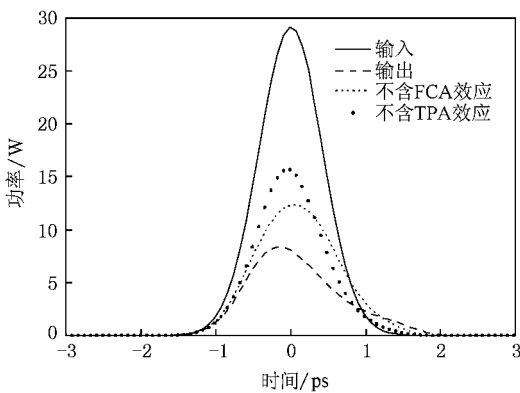


图 6 1 ps 31 pJ 光脉冲强度输出特性曲线

UNR 对载流子温度没有作用,这由公式(11)亦可以看到,含有 n_2 的项仅对相位产生影响.由于在透明传输条件下取 $g_0 = \alpha_{int}$,因此在不考虑 FCA,TPA 和 UNR 效应时仍有部分载流子加热作用,这主要是由微弱的 CDP,SE 和 SHB 效应引起的,由图 3 可以看出这些效应亦会引起微弱的脉冲啁啾.TPA 的载流

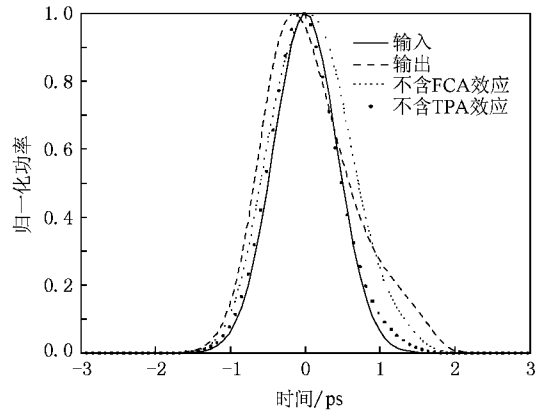


图 7 1 ps 31 pJ 光脉冲归一化输出脉冲波形

子加热作用强于 FCA,由于对载流子进行加热会在大能量范围内减小增益^[5],因此在强短脉冲传输过程中,FCA 和 TPA 效应均会起到增益压缩作用,由图 6 可以明显看到这一作用.同时还可以看到输出脉冲的展宽和脉冲后沿强度的增加主要是 TPA 效应作用的结果^[19].输出脉冲没有文献 1]结果中的陡峭的后沿,而图 6 的结果与文献 19]的实验结果基本相符,归一化的脉冲输出如图 7 所示.当 SOA 工作于放大状态或注入的光脉冲强度不是非常强时,由于增益的饱和作用会使脉冲前沿的增益大于后沿的增益,从而使前沿变陡,脉冲峰值向前沿移动,而当 SOA 工作于透明电流下且注入强短脉冲时,在 TPA 效应作用下,总载流子浓度增加,这就使脉冲后沿的增益随着传输时间的增加而逐渐增大,从而使脉冲后沿展宽、强度增大,同时脉冲峰值向后沿移动,而脉冲后沿的陡度取决于 TPA 载流子加热作用引起的增益压缩和 TPA 过程带来的载流子增多效应的均衡,因此脉冲后沿的陡度会受到限制.

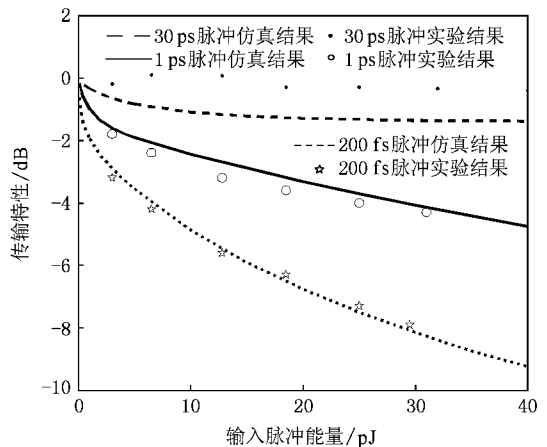


图 8 工作于透明电流下的半导体光放大器传输特性曲线

在文献 [1] 和 [8] 中都指出由于在推导过程中采用了准平衡态近似, 模型不适用于脉宽小于 1 ps 的光脉冲, 对 200 fs 传输特性的仿真结果明显比文献 [12] 中的实验结果小, 这主要是因为文献 [1] 中虽然分析的是透明传输条件下的情况, 但模型没有考虑对传输特性起重要作用的 FCA 效应的影响, 该效应对窄脉冲作用会增强, 因此虽然模型对 30 ps 和 1 ps 脉冲的情况符合得很好, 对 200 fs 的情况却产生了很大的差异. 在文献 [8] 中虽然加入了 FCA 的讨论, 但由于在推导过程中采用了近似, 该模型对 200 fs 脉冲的仿真也与实验结果存在差异. 采用本文建立的模型计算的光脉冲传输特性曲线如图 8 所示, 可以看到对 30 ps, 1 ps 和 200 fs 光脉冲的仿真结果与实验结果基本相符. 因此, 文献 [1] 中 200 fs 脉冲的仿真结果与实验的差异主要是由模型中没有加入 FCA 过程的影响引起的, 准平衡态近似在强度传输特性上的影响仅起到次要作用. 从图 8 亦可看出, 由于对强短脉冲, FCA 和 TPA 的作用增强, 注入脉冲宽度越窄, 随着注入能量的增加输出能量降低得越迅速. 本文对 30 ps 脉冲的仿真比实验值小 1 dB 左右, 这是由于对如此宽的脉冲仍加入 FCA 超快非线性过程项即造成的, 当取 $\sigma_c = 0$ 时可以看到仿真结果与实验结果基本相符.

5. 结 论

本文在 SOA 的速率方程中引入了 FCA 项, 修正了 SOA 理论模型, 并深入讨论了强超短光脉冲的传输特性, 仿真结果与已报道的实验结果相符. 特别是在传输特性的仿真中, 本文的结果与文献 [1] 相比, 解决了文献 [1] 200 fs 脉冲仿真结果与实验不一致的问题. 由此表明: 文献 [1] 中 200 fs 脉冲的仿真结果与实验的差异主要是由模型中没有加入 FCA 效应所引起的, 准平衡态近似在强度传输特性上仅起到次要作用. 对于功率谱的仿真, 可通过在推导中不采用准平衡态近似对亚皮秒光脉冲的功率谱特性进行更准确的分析, 这一工作正在进行中. 此外, 通过本文的分析可以看出, UNR, TPA 和 FCA 效应均对脉冲的光谱特性起作用, FCA 对光谱特性的作用相对较弱. TPA 和 FCA 过程对载流子温度和脉冲强度特性均有影响, 而 FCA 的作用弱于 TPA. UNR 仅对脉冲光谱起作用, 它会引起光谱的对称展宽和多峰结构的出现. 基于该基本模型可以进一步对 SOA 中光相互作用和偏振相关效应进行分析与建模, 并可用于讨论提高 SOA 光信号处理速度的方法, 有助于对 SOA 在光网络物理层高速光信号处理相关应用的研究.

- [1] Tang J M, Shore K A 1998 *IEEE J. Quantum Elect.* **34** 1263
- [2] Clarke A M, Connelly M J, Anandarajah P M, Barry L P, Reid D A 2005 *Proc. SPIE* **5825** 348
- [3] Yang X, Lenstra D, Khoe G D, Dorren H J S 2003 *Opt. Commun.* **223** 169
- [4] Dong J J, Zhang X L, Fu S N, Shen P, Huang D X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2250 (in Chinese) [董建绩、张新亮、付松年、沈平、黄德修 2007 物理学报 **56** 2250]
- [5] Hall K L, Lenz G, Darwish A M, Appen E P 1994 *Opt. Commun.* **111** 589
- [6] Mecozzi A, Mørk J 1997 *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **3** 1190
- [7] Mark J, Mørk J 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 2281
- [8] Liu M T, Yang A Y, Sun Y N 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 151 (in Chinese) [刘茂桐、杨爱英、孙雨南 2008 光学学报 **28** 151]
- [9] Liu M T, Yang A Y, Sun Y N 2007 *Proc. SPIE* **6782** 1
- [10] Hong M Y, Chang Y H, Dienes A, Heritage J P, Delfyett P J, Djajili S, Patterson F G 1996 *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **2** 523
- [11] Agrawal G P, Dutta N K 1986 *Long-wavelength Semiconductor Lasers* (New York: Van Nostrand Reinhold) p107, p85, p83, p227
- [12] Grant R S, Sibbett W 1991 *Appl. Phys. Lett.* **58** 1119
- [13] Uskov A, Mørk J, Mark J 1994 *IEEE J. Quant. Elect.* **30** 1769
- [14] Joyce W B, Dixon R W 1977 *Appl. Phys. Lett.* **31** 354
- [15] Uskov A, Mørk J, Mark J 1992 *IEEE Photonic. Tech. Lett.* **4** 443
- [16] Delfyett P J, Silberberg Y 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 10
- [17] Mørk J, Mark J 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 2206
- [18] Fehr J N, Elessler T P, Selbmann P E, Dupertuis M A, Deveaud B, Emery J Y, Dorgeuille F, Pommercau F, Dagens B 2000 *Proc. CLEO* 421
- [19] Kao Y H, Goltser I V, Jiang M, Islam M N, Raybon G 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 4221

Nonlinear processes in strong ultrashort pulse pumped semiconductor optical amplifier^{*}

Liu Mao-Tong Yang Ai-Ying[†] Sun Yu-Nan

(Department of Opto-electronic Engineering , School of Information Science and Technology , Beijing Institute of Technology , Beijing 100081 , China)

(Received 5 April 2008 ; revised manuscript received 21 August 2008)

Abstract

A theoretical model of semiconductor optical amplifier (SOA) is presented with carrier density pulsation (CDP), free-carrier absorption (FCA), stimulated emission (SE), two-photon absorption (TPA), spectral hole burning (SHB) and ultrafast nonlinear refraction (UNR) taken into account. The model is proved by comparing with the reported experimental results. The prevailing SOA model is revised. The influences of FCA and TPA processes on ultrashort strong optical pulses are analysed. When the strong optical pulse with several-picosecond pulsewidth is injected into the SOA operating under the transparency current, the intensity characteristics of the optical pulse are mainly influenced by TPA and FCA. As a result of taking the FCA effect into account, the intensity transmission characteristics of 200 fs optical pulses obtained by the new model basically agree with the experimental results. It broadens the applicability of the model.

Keywords : nonlinear process , strong ultrashort optical pulse , SOA theoretical model , gain transparency

PACC : 4265G , 4280S

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60777024) and Open Fund of Key Laboratory of Optical Communication and Lightwave Technologies (Beijing University of Posts and Telecommunications) , Ministry of Education , China.

[†] Corresponding author. E-mail : yangaiying@bit.edu.cn