

文章编号 : 0253-2239(2001)07-0886-05

控制脉冲形状对太赫兹光非对称解复用器 开关特性的影响*

逢焕刚 张志远 伍仕宝 孙小菡 张明德
(东南大学电子工程系,南京 210096)

摘要: 在考虑了太赫兹光非对称解复用器(TOAD)中半导体光放大器(SOA)的增益饱和与恢复效应的基础上,深入研究了超高斯控制脉冲对半导体光放大器的动态增益响应及太赫兹光非对称解复用器开关特性的影响,并与高斯控制脉冲的情形进行了比较。结果表明,相对于高斯控制脉冲而言,超高斯控制脉冲使半导体光放大器的增益转折区减小,显著影响太赫兹光非对称解复用器的开关窗口形状,当信号光相对于控制光时延一定,或环时间非对称性及信号光相对于控制光的全部时延一定时,超高斯控制脉冲都将使太赫兹光非对称解复用器的最大开关比降低。

关键词: 太赫兹光非对称解复用器;高斯脉冲;超高斯脉冲;开关特性
中图分类号: TN209 文献标识码: A

1 引 言

太赫兹光非对称解复用器具有响应快、稳定性好、易于集成等优点^[1],非常适合于高速光时分复用(OTDM)系统的应用。目前,已有一些关于太赫兹光非对称解复用器的研究报道^[2,3],但他们没有考虑具体的入射脉冲形状。Tang 等^[4,5]同时考虑半导体光放大器的增益饱和效应与非线性增益压缩效应,控制脉冲采用高斯脉冲,对太赫兹光非对称解复用器的开关特性进行了初步研究。Charf^[6]基于自相位调制(SPM)和交叉相位调制(XPM)效应,研究了控制、信号脉冲具有相同波形时太赫兹光非对称解复用器的开关比与消光比。另外,Zhou^[7]讨论了非理想 3 dB 耦合器、控制脉冲能量涨落及半导体光放大器中放大的自发辐射噪声等因素对太赫兹光非对称解复用器信噪比的影响。但均没有对控制脉冲是超高斯脉冲的情形进行过探讨。而在许多情况下,输入脉冲与高斯脉冲会相差很远,需要用超高斯脉冲来近似,例如,由直接调制的半导体激光器发射的脉冲就属于这一类。本文充分考虑了半导体光放大器的增益饱和与恢复效应,深入研究了超高斯控制脉冲对太赫兹光非对称解复用器开关特性的影响,并与控制脉冲为高斯脉冲的情形进行了比较。

2 理论模型

太赫兹光非对称解复用器结构如图 1 所示。设非线性元件为半导体光放大器,定义环非对称时间为

$$\Delta t = \Delta x / v_{loop}$$

式中 Δx 为半导体光放大器偏离环中点的距离, v_{loop} 为光脉冲在环内的传输速度。信号脉冲由端口 A 输入,经 3 dB 耦合器分成两束,一束沿顺时针(CW)方向传输,另一束沿逆时针(CCW)方向传输。绕环一周后返回 3 dB 耦合器输出。当没有控制光注入时,由于半导体光放大器对两信号光的影响相同,信号光全部从端口 A 返回。但当控制脉冲通过环内耦合器注入时,由于控制脉冲使半导体光放大器的增益特性受到调制,从而影响信号光的功率和相位,端口 B 可能有解复用信号光输出。改变控制脉冲的波形及半导体光放大器的小信号增益,可以改变半导体

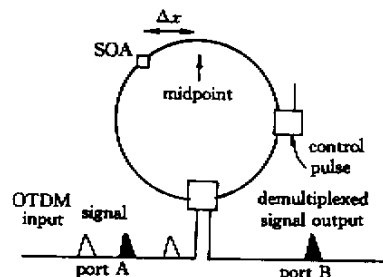


Fig. 1 Basic configuration of TOAD

* 江苏省自然科学基金(BK97012)资助课题。

光放大器的动态增益响应,使两信号光受到的影响不同,从而控制输出。在本文的分析中,假设控制脉冲的能量足够大,可以显著调制半导体光放大器,而信号脉冲的能量则相对较小,对半导体光放大器的影响可忽略不计。

假设光脉冲在传输过程中偏振方向不变,沿半导体光放大器纵向 z 的传播方程可表示为^[8]:

$$\frac{\partial A_j(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_j(z, t)}{\partial t} + \frac{i}{2} \alpha_g(z, t) A_j(z, t) - \frac{g(z, t)}{2} A_j(z, t) = -\frac{1}{2} \alpha_{\text{int}} A_j(z, t), \quad (1)$$

式中 $A_j(z, t)$ ($j=1, 2, 3$) 为光脉冲的慢变包络(下标 1 代表控制脉冲, 2、3 分别代表顺时针和逆时针信号脉冲), v_g 为光脉冲在半导体光放大器中的群速度, α 为线宽增强因子, α_{int} 为内部损耗, $g(z, t)$ 为增益, 定义为 $g(z, t) = \Gamma \alpha (N - N_0)$, Γ 为模式限制因子, α 为增益系数, N 为载流子密度, N_0 为透明载流子密度。

半导体光放大器对光场的响应通常用如下载流子密度速率方程来描述

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{g(z, t)}{\hbar\omega_0} |A_j(z, t)|^2, \quad (2)$$

式中 I 为注入的电流, q 为电子电荷, V 为有源区的体积, τ_c 为载流子自发寿命, $\hbar\omega_0$ 为光子能量。令

$$T = t - z/v_g,$$

并将 $A(z, t)$ 分解为振幅和相位两部分

$$A_j(z, T) = \sqrt{P_j(z, T)} \exp[i\varphi_j(z, T)] \quad (j = 1, 2, 3), \quad (3)$$

$P_j(z, T)$ 和 $\varphi_j(z, T)$ 分别代表功率和相位。则(1)式和(2)式可进一步化为

$$\frac{\partial g(z, T)}{\partial T} = \frac{g_0 - g(z, T)}{\tau_c} - \frac{g(z, T)P_j(z, T)}{E_{\text{sat}}}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial P_j(z, T)}{\partial z} = [g(z, T) - \alpha_{\text{int}}] P_j(z, T), \quad (5)$$

$$\frac{\partial \varphi_j(z, T)}{\partial z} = -\frac{1}{2} \alpha_g(z, T), \quad (6)$$

式中

$$g_0 = \Gamma \alpha N_0 (I/I_0 - 1)$$

为小信号增益,

$$I_0 = qVN_0/\tau_c$$

为透明所需注入电流, E_{sat} 为饱和能量。将(4)式对

半导体光放大器的长度 L 积分,忽略损耗,整理得

$$\frac{dh(T)}{dT} = \frac{g_0 L - h(T)}{\tau_c} - \frac{P_{\text{lin}}(T)}{E_{\text{sat}}} \{ \exp[h(T)] - 1 \}, \quad (7)$$

式中 $h(T) = \int_0^L g(z, T) dz$ 为放大函数。可以看出,

它实际上表示了光脉冲功率包络上每一点在整个半导体光放大器上的积分增益。经过半导体光放大器后,两入射信号光脉冲的功率和相位可表示为

$$\left. \begin{aligned} P_{j\text{out}}(z, T) &= P_{j\text{in}}(z, T) \exp[h(z, T)], \\ \varphi_{j\text{out}}(z, T) &= \varphi_{j\text{in}}(z, T) - \frac{1}{2} \alpha h(z, T), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

($j = 2, 3$),

太赫兹光非对称解复用器解复用端口 B 的输出光功率为^[9]:

$$P_B(T) = \frac{P_T(T)}{2} \{ 1 - \nu \cos[\Delta\varphi(T)] \}, \quad (9)$$

式中

$$P_T(T) = P_{2\text{out}}(T) + P_{3\text{out}}(T),$$

$$\nu = 2\sqrt{P_{2\text{out}}(T)P_{3\text{out}}(T)}/P_T(T),$$

$\Delta\varphi(T)$ 为两信号光的相位差。

对于无啁啾超高斯入射脉冲,其振幅为:

$$A_{\text{in}}(T) = \sqrt{P_{\text{in}}} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^m\right], \quad (10)$$

式中 P_{in} 为峰值功率, T_0 为脉冲半宽度(在强度的 $1/e$ 处),参数 m 决定于超高斯脉冲前后沿的锐度,对 $m = 1$,即为无啁啾高斯脉冲,对较大的 m 值,就变成有较陡前后沿的方形脉冲。

3 数值计算与结果讨论

设入射信号脉冲为高斯脉冲,控制脉冲为超高斯脉冲。通过数值求解(7)式、(8)式、(9)式和(10)式,研究了超高斯控制脉冲对半导体光放大器的动态增益响应及太赫兹光非对称解复用器开关特性的影响。

图 2 给出了半导体光放大器对具有相同能量和宽度(半高全宽 FWHM)的超高斯控制脉冲的动态增益响应。由图可见,当没有控制脉冲注入或注入脉冲能量很小时,半导体光放大器的增益为小信号增益;当强控制脉冲注入时,半导体光放大器的增益迅速减小并达到增益饱和,之后非常缓慢地恢复。超高斯脉冲 m 值越大,则增益曲线越陡,增益转折区越小。但对饱和增益影响较小。

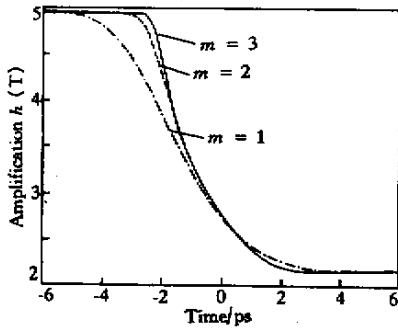


Fig.2 Dynamic gain response of the SOA to a super-Gaussian control pulse (pulse energy is 1.0 pJ , width is 4 ps)

图 3 给出了不同超高斯控制脉冲时端口 B 的平均输出功率随逆时针信号光相对于控制光时延的变化关系(环时间非对称性为 8 ps,控制脉冲和信号脉冲的能量分别为 1.0 pJ 和 0.1 pJ,脉宽均为 4 ps)。由图可见,改变信号光相对于控制光的时延,端口 B 的平均输出功率也随之改变。只有当时延在某一范围内,B 端才会有显著的信号光输出。这样就在输出与输入之间打开了一个时间窗口。与高斯控制脉冲的情形相比,当控制脉冲为超高斯脉冲时,开关窗口顶部变得平坦,且 m 值越大,顶部越为平坦,但对窗口宽度影响不大。这样就对信号光和控制光注入太赫兹光非对称解复用器的时间放宽了限制。

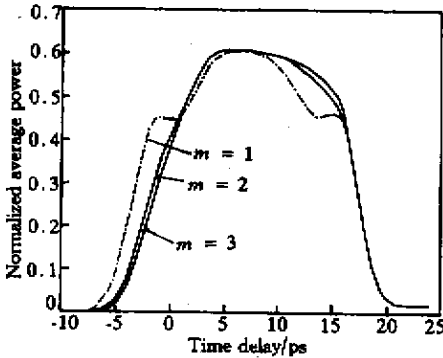


Fig.3 Dependence of normalized average output power from port B to the time delays between the CCW signal and control pulses for different super-Gaussian control pulses

图 4 给出了不同超高斯控制脉冲时端口 B 的平均输出功率随环时间非对称性的变化关系(逆时针信号脉冲与控制脉冲的时间延时为 1 ps,控制脉冲和信号脉冲的能量分别为 1.0 pJ 和 0.1 pJ,脉宽均为 4 ps)。由图可见,随着 Δt 的增加,输出功率开始变化缓慢,但在 $\Delta t = 0$ 附近的一段区域内,突然出现震荡,伴随着一个零点和一个或几个极大点,且零点总是出现在 $\Delta t = 0$ 处。此时若 Δt 进一步增加,输出变化又趋向于缓和。

由图还可以看出,与高斯脉冲的情形相比,当控

制脉冲为超高斯脉冲时,不但输出的极大值减小,而且输出极大值的位置越靠近于环时间非对称性减小的位置。根据前面的定义, Δt 的大小直接反映了半导体光放大器相对于环中点的偏移。而这决定了两共轭信号光到达半导体光放大器的时间早晚,导致解复用输出的变化。当 $\Delta t = 0$ 时,半导体光放大器在环内对称放置,两信号光所受的影响相同,因此输出为零。对太赫兹光非对称解复用器解复用信道而言,输出极大对应于高的开关比,是系统所期望的,而输出为零的情形则是应尽量避免的,因为此时开关比最低。但由于在 $\Delta t = 0$ 附近,即半导体光放大器偏离环中点距离很小时,输出对半导体光放大器在环内的位置非常敏感,所以需要精心调节。另外,由于用超高斯脉冲作为控制脉冲时输出极大值减小,从而会引起开关比降低。

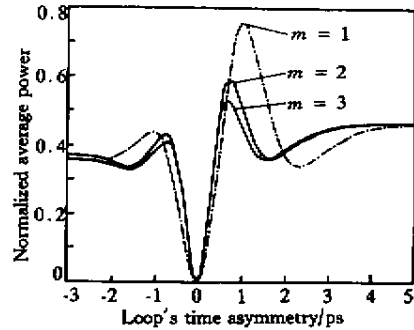


Fig.4 Dependence of normalized average output power from port B to the loop's time asymmetry for different super-Gaussian control pulses

图 5 给出了不同超高斯控制脉冲时端口 B 的平均输出功率随小信号增益的变化关系(环时间非对称性为 8 ps,逆时针信号脉冲与控制脉冲间的时间延时为 1 ps,控制脉冲和信号脉冲的能量分别为 1.0 pJ 和 0.1 pJ,脉宽均为 4 ps)。

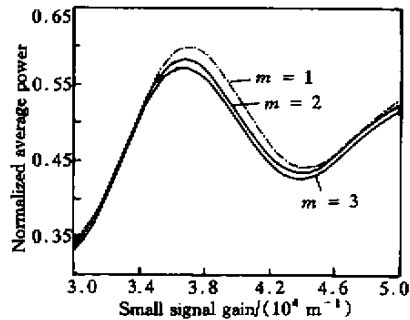


Fig.5 Dependence of normalized average output power from port B to the small signal gain for different super-Gaussian control pulses

由图可见,当 g_0 较小时,输出也较小;随着 g_0 的增大,输出逐渐增加;当 g_0 为某一值时,输出达到

最大,开关比最高,这正是太赫兹光非对称解复用器解复用信道所期望的。 g_0 进一步增加,输出功率反而减小。与高斯脉冲的情形相比,当用超高斯脉冲作控制脉冲时,输出的极大值稍减小,导致开关比也略下降,而且输出极大时对应的小信号增益也不一样。

图 6 给出了理论曲线与实验结果的比较。实验结果取自文献 [10]。理论曲线的各主要参数如下:超高斯控制脉冲 ($m = 2$), 半导体光放大器长 $500 \mu\text{m}$, 有源区宽 $1.5 \mu\text{m}$, 深 $0.3 \mu\text{m}$, 限制因子 0.2, 线宽增强因子 7, 载流子寿命 0.5 ns , 增益系数 $1.0 \times 10^{-20} \text{ m}^2$, 小信号增益 $3 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$, 控制、信号脉冲工作波长 $1.313 \mu\text{m}$, 控制、信号光在半导体光放大器的群速度 $8.5 \times 10^7 \text{ m/s}$, 环时间非对称性 0.75 ps , 控制脉冲能量 800 fJ , 脉宽 1 ps , 信号脉冲能量 100 fJ , 脉宽 1 ps 。

理论曲线与实验结果的差异主要是由以下几方面的原因造成的:

实验中信号光相对于控制光的时延指注入太赫兹光非对称解复用器环的相对时延,而理论曲线的时延指到达半导体光放大器的时延,这二者之间有一个恒定的时间差值,因此理论曲线相对实验曲线有偏移;实验光脉冲可能不是准确的超高斯脉冲 ($m = 2$);当控制脉冲很窄时,由于光谱烧孔和载流子加热等带内过程,存在非线性增益压缩,而理论曲线没有考虑;当半导体光放大器偏离环中点距离非常小时,应考虑半导体光放大器的长度效应,而理论曲线没有考虑,导致理论曲线的后沿较实验曲线陡。这些有待于理论模型的进一步完善。

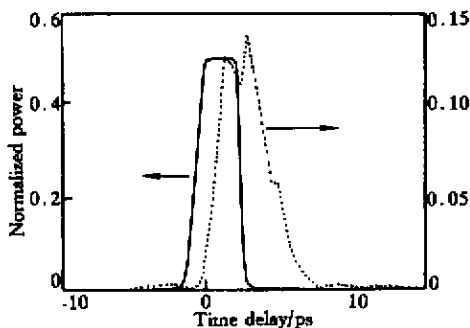


Fig. 6 TOAD switching window. solid line: experimental curve; dotted line: theoretical curve

结论 本文充分考虑了半导体光放大器的增益饱和与恢复效应,深入研究了具有相同入射能量和初始宽度的超高斯控制脉冲对半导体光放大器的动态增益响应及太赫兹光非对称解复用器开关特性的影响,并与高斯控制脉冲的情形进行了比较。数值模

拟结果表明,超高斯控制脉冲使半导体光放大器的增益转折区减小,但对饱和增益影响很小;当环时间非对称性一定时,超高斯控制脉冲对开关窗口的形状影响显著,但对宽度影响不大;当信号光相对于控制光时延一定时,超高斯控制脉冲使太赫兹光非对称解复用器的最大开关比降低,而且它所对应的环时间非对称性随之改变;当环时间非对称性及信号光相对于控制光的时延及一定时,超高斯控制脉冲使太赫兹光非对称解复用器的最高开关比降低,它所对应的小信号增益也随之改变。因此,为了保证太赫兹光非对称解复用器的正常运转,需要综合考虑最佳开关窗口形状和最高开关比等,来确定是采用高斯还是超高斯脉冲作为控制脉冲。

参 考 文 献

- [1] Sokoloff J P, Prucnal P R, Glesk I. A terahertz optical asymmetric demultiplexer (TOAD). *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1993, **5**(7):787~790
- [2] Kane M G, Glesk I, Sokoloff J P *et al.*. Asymmetric optical loop mirror: Analysis of an all-optical switch. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(29):6833~6841
- [3] Kang K I, Chang T G, Glesk I *et al.*. Comparison of Sagnac and Mach-Zehnder ultrafast all-optical interferometric switches based on a semiconductor resonant optical nonlinearity. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(3):417~426
- [4] Tang J M, Spencer P S, Shore K A. Influence of fast gain depletion on the dynamic response of TOAD. *J. Lightwave Technol.*, 1998, **16**(1):36~91
- [5] Tang J M, Spencer P S, Shore K A. Analysis of operating characteristics of TOADs using gain saturation and nonlinear gain in SOAs. *IEE Proc-Optoelectron.*, 1998, **145**(1):83~87
- [6] Chan C K, Chen L K, Cheung K W. Switching contrast and extinction ratio degradations due to asymmetric directional gain/loss and pulse pedestal in optical switching using nonlinear optical loop mirrors. *J. Optical. Commun.*, 1998, **19**(2):67~71
- [7] Zhou Deyu, Kang K I, Glesk I *et al.*. An analysis of signal-to-noise ratio and design parameters of a terahertz optical asymmetric demultiplexer. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(2):298~307
- [8] Agrawal G P, Olsson N A. Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **QE-25**(11):2297~2306
- [9] Snyder A W, Love J D. *Optical Waveguide Theory*. London, U.K.: Chapman and Hall, 1993
- [10] Glesk I, Sokoloff J P, Prucnal P R. Demonstration of all-optical demultiplexing of TDM data at 250 Gbit/s. *Electron. Lett.*, 1994, **30**(4):339~341

Influence of Control Pulse Shape on Switching Characteristics of TOAD

Pang Huangang Zhang Zhiyuan Wu Shibao Sun Xiaohan Zhang Mingde

(*Department of Electronic Engineering , Southeast University , Nanjing 210096*)

(Received 31 March 2000 ; revised 26 June 2000)

Abstract: The influences of super-Gaussian control pulse on dynamic gain response of the semiconductor optical amplifier (SOA) and switching characteristics of a terahertz optical asymmetric demultiplexer (TOAD) are studied in detail by considering the effects of gain saturation and recovery of SOA. The results are compared with the case of a Gaussian control pulse. It is shown that the super-Gaussian control pulse will decrease the gain transition region of SOA and affect significantly the shape of the switching window of TOAD. When the time delay between the signal and control pulse is fixed , or the loop's time asymmetry and the time delay between the signal and control pulse are all fixed , the maximum switching contrast of TOAD will be reduced due to the using of a super-Gaussian control pulse.

Key words: terahertz optical asymmetric demultiplexer ; Gaussian pulse ; super-Gaussian pulse ; the switching characteristics