

文章编号: 0253-2239(2009)07-1977-06

# 有源光子带隙高速全光开关的研究

王 涛 李 庆 李 刚 郜定山

(武汉国家光电实验室华中科技大学光电子科学与工程学院, 湖北 武汉 430074)

**摘要** 研究了一种新颖的基于非共振光学斯塔克效应的有源光子带隙全光偏振开关的理论模型,模拟了在抽运光作用下全光开关有源光子带隙的反射谱的变化情况;反射式全光偏振开关的对比度随延迟时间和抽运功率密度的变化以及插入损耗随延迟时间的变化;周期无序和折射率测量误差对光子禁带的影响。由于超辐射模的快速辐射衰减,在非共振抽运脉冲通过后,材料光谱特性将迅速恢复,可形成太赫兹的开关;并且材料的光子禁带对激子共振频率的变化非常敏感,使得光开关控制光能量比普通多量子阱光开关的小很多。

**关键词** 光学器件;全光开关;有源光子带隙;光学斯塔克效应;抽运-探测技术

**中图分类号** O471.4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092907.1977

## The Investigation of the All-optical Switch on the Active Photonic Band Gap

Wang Tao Li Qing Li Gang Gao Dingshan

(*Wuhan National Laboratory for Optoelectronics; College of Optoelectronic Science and Engineering,*  
*Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China*)

**Abstract** In this paper, a theoretical model of the novel all-optical polarization switch based on nonresonant Stark effect active photonic band gap was investigated. The change of active photonic band gap reflection spectra of the all-optical switch under the pump pulse was simulated; the contrast ratio as a function of control-signal delay and pump pulse intensity, the impact of disorder in the periodicity of the quantum wells and the drift of refractive index on the formation of the resonant photonic band gap were simulated also. Furthermore, due to the fast attenuation the superradiant mode, the sample fully recovers after the passage of the pump pulse for near-resonant pumping, making possible a switch with terahertz bandwidth. The active photonic band gap is very sensitive to the change of the exciton resonant frequency, so the pump pulse energy of the switch is small than that of the normal quantum wells switch.

**Key words** optical devices; all-optical switch; active photonic band gap; optical Stark effect; pump-probe technology

## 1 引 言

随着国际互联网和电信业的发展,网络通信容量向 Tb/s 量级发展,特别在网络节点上,信息交换容量也要求在 Tb/s 量级,因而研究新的工作机理的高速光开关显得十分重要<sup>[1]</sup>。

近年来,有学者研究了利用共振激发条件下 InGaAsP 多量子阱中电子自旋弛豫效应的全光开关,其开关响应时间可达到皮秒量级,然而这种光开关由于共振激发产生大量电子-空穴对,这些电子-空穴对的复合时间往往需要几百皮秒或者需要外加

电场来清除,使得抽运过后材料需要很长时间才能恢复,因此这种光开关的工作重复率难以提高<sup>[2]</sup>。

为了解决上述缺陷,Eric J. Gansen 等<sup>[3]</sup>采用 GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As 多量子阱材料在非共振条件下利用光学斯塔克效应进行了基于信号光偏振旋转的光开关实验。研究表明,通过降低抽运光频率到低于材料的重空穴激子共振频率,利用非共振激发产生的虚激子仅存在于抽运脉冲时间(约为数百飞秒到几皮秒)内的特点,提高了光开关的重复率。此外由于不存在大量载流子,载流子复合的自发辐射噪

收稿日期: 2008-10-12; 收到修改稿日期: 2008-11-22

基金项目: 国家自然科学基金(60877040)和国家 863 计划(2008AA03Z404)资助课题。

作者简介: 王 涛(1962—),男,教授,博士生导师,主要从事光网络有源及无源器件等方面的研究。

E-mail: wangtao@hust.edu.cn

声光也大大减弱,从而有利于提高对比度。这种光开关以抽运光作用下半导体多量子阱的光学斯塔克效应为驱动机制,利用抽运-探测(pump-probe)技术来实现高速的开关过程。然而研究也表明这种非共振的光开关存在抽运光功率高,插入损耗大的缺点<sup>[3]</sup>,是难以应用的。

为了解决这些问题,John P. Prineas 等<sup>[4]</sup>利用抽运-探测技术研究了 InGaAs/GaAs 布拉格多量子阱(BSQWs)有源光子禁带的超快压缩和恢复。研究表明,如果多量子阱的周期等于激子共振波长的一半,即满足布拉格条件时,材料呈现出光子晶体的特征,在频谱中共振频率附近出现一个高反射率的光子禁带,且该禁带分布对材料的折射率和激子共振频率有很强的依赖性,这意味着共振频率或折射率的微小变化就会引起光子禁带的显著改变。利用这个新的原理就有可能设计出对抽运能量要求不高,从而更具有应用前景的全光开关。

但上述研究与实验只是采用 InGaAs 系三元化合物,研究其材料与器件的物理特性。为拓展光开关在光通信波段的应用,需要开展工作波段在近红外的 InGaAsP 系四元化合物材料与器件的研究。并深入研究其器件工作特性,解决目前器件存在的问题。

本文介绍了基于光学斯塔克效应光子晶体全光开关的工作原理,建立了其理论模型,研究了其性能参数,如对比度,插入损耗等;其次模拟了材料生长和实验过程中可能遇到的问题,比如周期不均匀性,测量的折射率存在误差对光子禁带产生的影响。

## 2 全光开关的工作原理

### 2.1 物理模型

在半导体多量子阱中,当多量子阱势垒较宽时各阱的激子之间没有直接的库仑作用,只能通过激子复合的自发辐射光发生间接耦合作用。当量子阱周期  $d$ (阱乘以垒折射率的光学厚度)满足布拉格条件  $d = \lambda/2$ ( $\lambda$  为重空穴激子共振波长)时,激子受到相邻阱激子复合的自发辐射光相干作用而加快其辐射复合过程,其复合寿命与量子阱周期数成反比。当周期数很多时,激子的辐射复合很快,形成所谓的超辐射效应<sup>[5]</sup>,且由于布拉格结构的增反特性,使得光入射后呈现较强的反射,在频谱上以共振频率为中心形成一个高反射率频带。

实验中,利用光谱的抽运-探测技术<sup>[6]</sup>,将一个右旋圆偏振抽运光脉冲和一个线偏振的探测光脉冲(比如  $x$  方向)垂直辐射在透明的 InGaAsP 共振光

子晶体材料上(比如  $z$  方向),一个检偏器和一个光强探测器放在样品的后方用来测量探测光透过材料后的光强,见图 1。当没有抽运光时,材料对组成线偏振探测光的两个圆分量(左旋  $\sigma^-$  和右旋  $\sigma^+$  圆偏振光)具有相近的吸收系数,在材料中两分量具有相同的光学特性,透过材料后我们测得一个偏振方向无变化的偏振光光强(开关处于关状态)。当右旋圆偏振抽运光照射在材料上时,右旋圆偏振抽运光使得紧随照射其上的线偏振探测光的  $\sigma^+$  分量的激子共振峰蓝移(光学斯塔克效应)且其光子禁带塌陷,而  $\sigma^-$  分量几乎不变,致使两分量光的折射率不同(Kramers-Kronig 关系)。这样,探测光两圆偏振分量光通过同一材料厚度后的相位不同<sup>[7]</sup>,从而线偏振探测光偏振面产生偏转。偏振光不同的旋转角度导致不同的检偏器光强透过率,形成开关。由于这种光开关响应时间由抽运光脉冲时间决定,因而具有独特的处理 Tb/s 码率的能力。

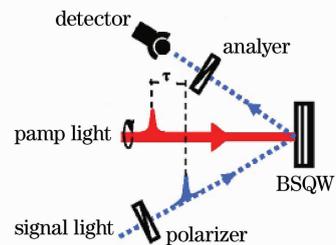


图 1 反射式全光偏振开关原理示意图

Fig. 1 The schematic diagram of all-optical polarization switch in reflection geometry

### 2.2 光子禁带

为了研究一维光子晶体的光学特性,利用 Eremenchouk 等<sup>[8]</sup>提出的传输矩阵方法。以量子阱两侧各半个势垒构成一维光子晶体的原胞,其传输矩阵:

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_b^{1/2} \mathbf{T}_{bw} \mathbf{T}_w \mathbf{T}_{wb} \mathbf{T}_b^{1/2}, \quad (1)$$

其中

$$\mathbf{T}_b^{1/2} = \begin{bmatrix} \exp(i\phi_b/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\phi_b/2) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

为半势垒的传输矩阵,这里  $\phi_b = \omega n_b d_b \cos\theta_b / c$  表示光透过势垒层的相位增量,  $n_b, d_b, \theta_b, c$  分别表示势垒层的折射率,厚度和入射角以及光速。本文仅考虑正入射的情况,则  $\theta_b = 0$ 。

由于阱垒折射率差异,在阱垒界面上光的散射可以表示为界面传输矩阵

$$\mathbf{T}_{bw} = \mathbf{T}_{wb}^{-1} = \frac{1}{1+\rho} \begin{bmatrix} 1 & \rho \\ \rho & 1 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中  $\rho = (n_w - n_b)/(n_w + n_b)$  为非涅尔系数。

势阱的传输矩阵为

$$\mathbf{T}_w = \begin{bmatrix} \exp(i\phi_w)(1 - iS) & -iS \\ iS & \exp(-i\phi_w)(1 + iS) \end{bmatrix} \quad (4)$$

其中  $S = \frac{\Gamma_0}{\hbar\omega - \hbar\omega_0 + i\gamma}$ ,  $\phi_w = \omega n_w d_w \cos\theta_w / c$ 。同样  $\theta_w = 0$ 。低温下  $\hbar\omega_0 = 0.85 \text{ eV}$ 。 $\gamma$  为多量子阱中激子的展宽,由辐射展宽和非辐射展宽组成<sup>[9]</sup>,约  $27.6 \mu\text{eV}$ 。 $\Gamma_0$  表示激子辐射均匀展宽系数。

$$\text{设 } \mathbf{T}_N = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix}, \text{ 反射系数 } r = -T_{21}/T_{22},$$

透射系数  $t = T_{11} + T_{12} \cdot r$ 。则总的反射率是  $R =$

$$\left| \frac{r_{01} + r_N}{1 + r_{01}r_N} \right|^2, \text{ 透射率 } T = |t_{01}t_{10}|^2, \text{ 吸收率 } A =$$

$1 - R - T$ 。 $r_{01}, t_{01}, t_{10}$  是空气-包层(即最外层材料)反射和透射系数,以及包层-空气界面透射系数。

使用上述的传输矩阵方法,计算了 200 周期共振光子晶体的光子禁带反射谱,如图 2 所示。从图 2 可以清楚地看到激子共振能量附近形成一个光子禁带,反射率很高。

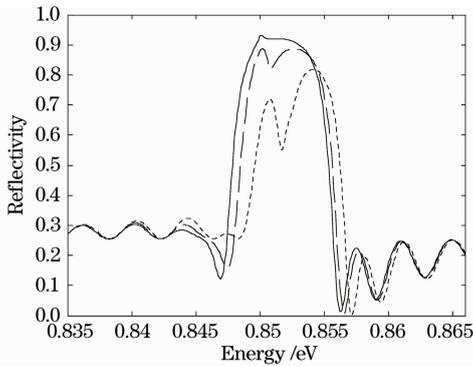


图 2 连续线为 200 周期共振光子晶体的光子禁带反射谱,点线为抽运光脉冲的频谱,点划线为探测光脉冲的频谱(均已归一化)

Fig. 2 The reflection spectra of forbidden band of the 200 period resonant photonic crystal is indicated by solid line, the spectrum of the control pulse is indicated by dashed line and the spectrum of the probe pulse is indicated by dashed-dotted line

### 2.3 全光开关的工作特性分析

当抽运光入射时,光学斯塔克效应使得激子共振频率变化,其共振波长变小( $\omega_0$  增大),布拉格条件  $\lambda_0 = \lambda_B$  不再满足,则原来的光子能带结构被破坏,光子禁带消失,则参数

$$S(\omega, t) = \frac{\Gamma_0}{\hbar\omega - \hbar[\omega_0 + \Delta\omega(t)] + i\gamma} \quad (5)$$

代入(4)式再计算总的传输矩阵,则在抽运光作用下的反射谱如图 3 所示

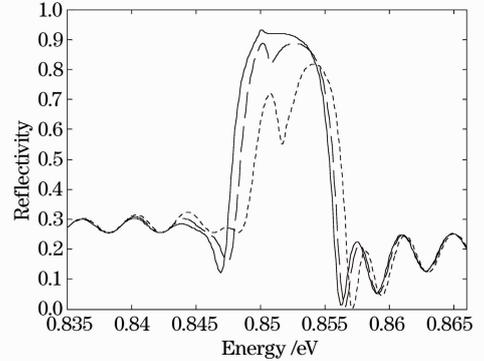


图 3 光子禁带反射率在抽运光作用下的变化,实线,点线和虚线分别是相对抽运脉冲到达时间的  $-4 \text{ ps}$ ,  $0 \text{ ps}$  和  $0.5 \text{ ps}$  时刻的反射谱

Fig. 3 The change of active photonic forbidden band gap reflectivity under the pump pulse. Reflectivity spectrums of the at  $\tau = -4 \text{ ps}$ ,  $0 \text{ ps}$  and  $0.5 \text{ ps}$  are indicated by solid line, dashed line and dashed-dotted line respectively

图 3 显示光子禁带随抽运光的入射而蓝移,并塌陷。

对于线偏振的探测光,其左旋和右旋圆偏振分量光分别形成各自的光子禁带,当右旋圆偏振抽运光入射时,只会使线偏振探测光的右旋分量的激子共振峰蓝移,从而使其不满足布拉格条件,光子禁带塌陷。而线偏振探测光的左旋分量的激子共振峰则几乎不变,光子禁带几乎不变<sup>[10]</sup>。

对于反射式全光偏振开关,仅仅探测光的  $y$  分量能够被检测。假设关状态时的探测光是检偏器的泄漏光,设为  $x$  方向(入射线偏振探测光的偏振轴)分量的  $0.006\%$ 。此时偏振光开关的信号光强即  $y$  轴方向的光强可用下式计算

$$\begin{cases} I_y = \int_0^{\infty} I_0(\omega) / 4 \cdot |[R^+(\omega, t) \exp(in^+ kL) - R^-(\omega, t) \exp(in^- kL)]|^2 d\omega \\ I_{y0} = 0.006\% \cdot \int_0^{\infty} I_0(\omega) \cdot R_0(\omega) d\omega \end{cases} \quad (6)$$

其中,  $R^+$ ,  $R^-$  分别是右旋和左旋圆偏振光对应的反射率,  $R_0$  是无抽运光时的反射率。对于右旋圆偏振抽运光,  $R^+$  随时间发生变化,  $R^-$  则不变。计算其对比度随延迟时间的变化如图 4 所示。

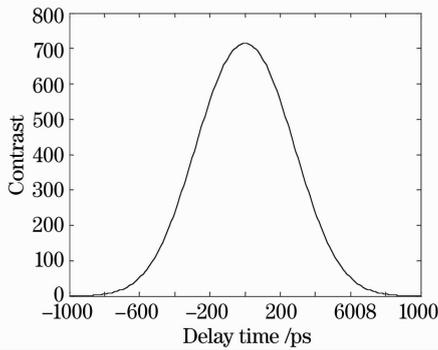


图 4 反射式偏振光开关对比度随延迟时间的变化

Fig. 4 The contrast of all-optical polarization switch in reflection geometry as a function of control-signal delay

由图 4 可知, 反射式偏振光开关的最大对比度约为 700, 考虑其插入损耗如下图 5。

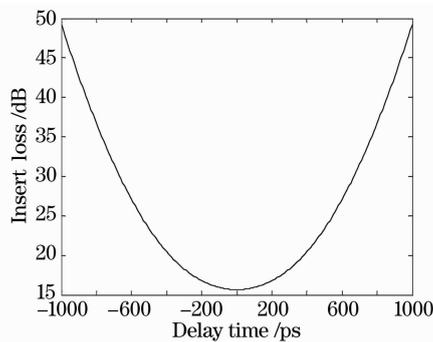


图 5 插入损耗随延迟时间的变化

Fig. 5 The insert loss as a function of control-signal delay

从图 5 可看到反射式偏振光开关的最小插入损耗约为 15 dB。可进一步获得开关对比度与抽运脉冲功率密度的关系如下图 6 所示。

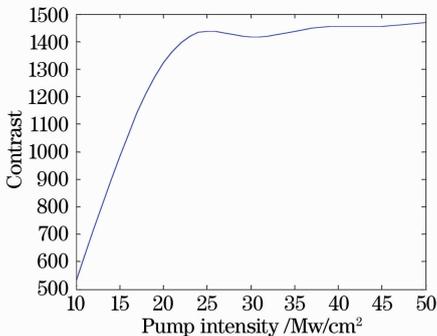


图 6 对比度随抽运功率密度的变化, 延迟时间为  $\tau = 0$

Fig. 6 The contrast as a function of pump intensity at  $\tau = 0$

图 6 显示, 对比度开始随着抽运功率密度的增大而增大, 但达到一定值时达到饱和。这一现象表

明光子禁带的塌陷程度是有限的。

这种光开关效应的获得需要理想的光子禁带, 从而对多量子阱的周期性就提出了很严格的要求, 不仅要周期均匀, 而且要满足布拉格条件。下面模拟了周期无序和折射率测量误差对光子禁带的影响。

## 2.5 周期无序对光子禁带的影响

在共振光子晶体的生长和制备过程中, 生长周期的均匀性是一个值得关注的问题。比如, 对于利用金属有机化学汽相沉积(MOCVD)生长的长周期多量子阱来说, 随着炉缸内炉料的减少, InP 的生长速率可能下降, 导致多量子阱周期逐渐减小, 从而影响光子禁带的形成。另外, 多量子阱周期的随机变化也会影响光子禁带的形成。我们利用传输矩阵方法模拟了共振光子晶体周期的变化对光子禁带的影响。

光子禁带对周期的均匀性是非常敏感的。图 7 模拟了 200 周期的共振光子晶体的光子禁带反射率, 但是每个周期的阱宽、垒宽都比实际设计的要减少 0.5 nm。从图中可以看出, 每个周期阱宽、垒宽 0.5 nm 的减小使相应的光子禁带塌陷并同时出现一个窗口。因此, 在生长共振光子晶体时, 每个周期阱宽、垒宽的变化必须小于 0.5 nm。这就需要在生长过程中实时调节生长速率, 使生长速率的漂移尽量减少。另外也可以在材料长成后通过调节温度来调节激子共振频率来使之满足布拉格条件。

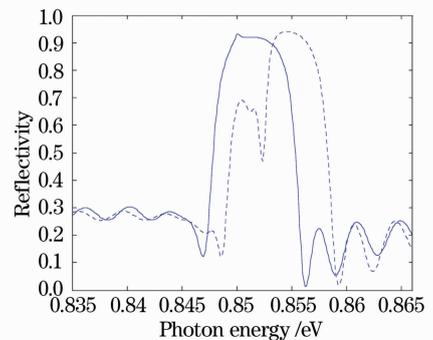


图 7 200 周期的共振光子晶体的反射谱

Fig. 7 The active photonic forbidden band gap reflectivity

在生长过程中, 生长速率的漂移使周期逐渐变化, 从而导致光子禁带的塌陷。图 8 模拟了 200 周期共振光子晶体不同周期漂移下的光子禁带的塌陷程度。可以看出, 周期的微小变化(比如 0.5 nm)都会引起光子禁带的塌陷, 随着变化的增大, 塌陷的程度也变大。这也表明此类样品的生长, 对生长条件尤其生长速率稳定的要求极其苛刻。生长过程中最好能利用相关设备实时检测生长速率, 修正生长速率, 尽量减少生长速率的漂移。

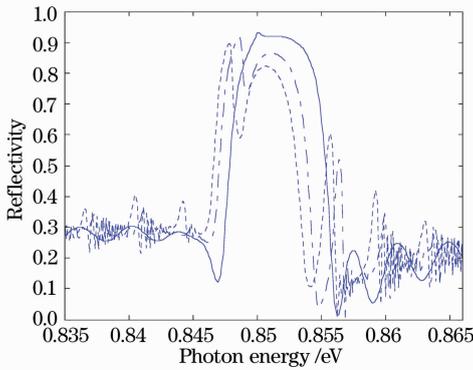


图 8 不同周期漂移下 200 周期共振光子晶体的反射谱, 其中实线表示满足 Bragg 周期; 点划线表示阱宽变化 7% ( $-0.5\% \sim +6.5\%$ ), 垒宽变化 0.21% ( $-0.05\% \sim 0.16\%$ ); 点线表示阱宽变化 10% ( $-0.5\% \sim +9.5\%$ ), 垒宽变化 0.3% ( $-0.05\% \sim 0.25\%$ )

Fig. 8 The active photonic forbidden band gap reflectivity for different degrees of drift in the periodicity. The solid line is under the Bragg condition; the dashed-dotted line indicated the condition of 7% well widths variation ( $-0.5\%$  to  $+6.5\%$ ), and 0.21% barrier widths variation ( $-0.05\%$  to  $0.16\%$ ); the dot line indicated the condition of 10% well widths variation ( $-0.5\%$  to  $+9.5\%$ ), and 0.3% barrier widths variation ( $-0.05\%$  to  $0.25\%$ )

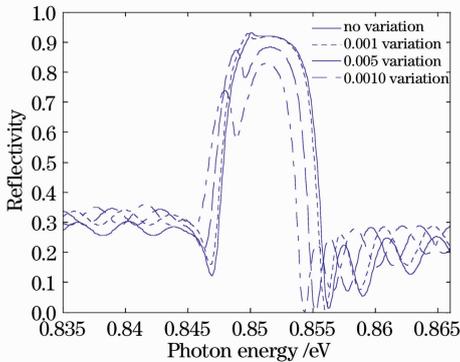


图 9 不同周期漂移下 200 周期共振光子晶体的反射谱, 其中实线表示折射率满足 Bragg 周期, 点线表示折射率误差为  $-0.001$ , 虚线表示折射率误差为  $-0.005$ , 点划线表示折射率误差为  $-0.01$

Fig. 9 The active photonic forbidden band gap reflectivity for different degrees of drift in the periodicity. The solid line is under the Bragg condition; the dot line indicated the condition of  $-0.001$  refractive index variation; the dash line indicated the condition of  $-0.005$  refractive index variation; the dashed-dotted line indicated the condition of  $-0.01$  refractive index variation

## 2.6 折射率误差以及周期无序和折射率误差同时存在对光子禁带的影响

在结构设计中, 折射率的误差会影响布拉格条件, 进而对光子禁带造成影响, 这里我们模拟了折射率误差对光子禁带的影响。

我们分别模拟了折射率误差分别为 0.001, 0.005, 0.01 这三种情况, 如图 9 所示。

实际生长和测量过程中, 周期无序和折射率误差会同时存在, 这可能会对光子禁带造成更糟糕的影响。因此我们模拟了周期无序和折射率测量误差同时存在时对光子禁带的影响。

从图 10 可以看出, 周期无序及折射率测量误差同时存在将会对光子禁带产生更糟糕的影响。而实际生长和测量过程中这两种影响都不可避免, 因此在生长之前, 必须对生长条件进行优化(比如改变生长参数, 设计几组对照实验), 找到最优的生长条件, 尽量使周期均匀。

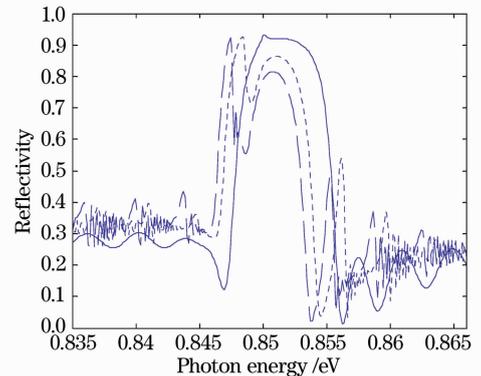


图 10 不同周期下漂移下 200 周期共振光子晶体的反射谱, 其中实线表示折射率满足 Bragg 周期; 点线表示折射率误差为  $-0.001$ , 虚线表示折射率误差为  $-0.005$ , 阱宽变化 7% ( $-0.5\% \sim +6.5\%$ ), 垒宽变化 0.21% ( $-0.05\% \sim 0.16\%$ )

Fig. 10 The active photonic stop band gap reflectivity for different degrees of drift in the periodicity the solid line is under the Bragg condition; The dot line indicated the condition of  $-0.001$  refractive index variation; the dash line indicated the condition of  $-0.005$  refractive index variation, 7% well widths variation ( $-0.5\%$  to  $+6.5\%$ ), and 0.21% barrier widths variation ( $-0.05\%$  to  $0.16\%$ )

## 3 结 论

本文建立了 InGaAsP/InP 多量子阱的有源光子带隙全光开关的理论模型, 这种光开关以非共振的光学斯塔克效应为主要驱动机制, 因此具有超快

的开关时间,并能在通信波段工作。本文模拟了反射式全光偏振开关的对比度随延迟时间和抽运功率密度的变化以及插入损耗随延迟时间的变化。其次利用传输矩阵方法模拟了周期无序和折射率测量误差对光子禁带的影响。该种开关与具有真实载流子的共振类多量子阱全光开关相比较,还具有以下两个特点:

1) 由光学斯塔克效应驱动,因此其开关时间由抽运脉冲时间决定,可实现超快全光工作。

2) 材料的光子禁带对激子共振频率的变化非常敏感,微小的频移就会导致光子禁带的塌陷和移位,这也使得其构成的光开关对控制光能量的要求与普通多量子阱光开关小得多。展现出诱人的应用前景。

### 参 考 文 献

- 1 Yang Junbo, Su Xianyu. Polarization Independent Bidirectional  $3 \times 3$  Optical Suite [J]. *Acta Optica. Sinica*. 2007, **27**(7): 1279~1284  
杨俊波,苏显渝. 与偏振无关的双向  $3 \times 3$  光开关结构设计[J]. *光学学报*, 2007, **27**(7): 1279~1284
- 2 Jiang Zhen, Wang Tao, Wang Bing *et al.*. Transient characteristics in all-optical switching vsing electron spin relaxation [J]. *Acta Optica. Sinica*. 2008, **28**(7): 1374~1378  
蒋 振,王 涛,王 冰等. 基于电子自旋弛豫全光开关中的瞬态特性[J]. *光学学报*, 2008, **28**(7): 1374~1378
- 3 E. J. Gansen, K. Jarasiunas, Arthur L. Smirl. Femtosecond all-optical polarization switching based on the virtual excitation of spin-polarized excitons in quantum wells[J]. *Appl. Phys. Lett*, 2002, **80**(6): 971~973
- 4 J. P. Prineas, J. Y. Zhou, J. Kuhl. Ultrafast ac Stark effect switching of the active photonic band gap from Bragg-periodic semiconductor quantum wells[J]. *Appl. Phys. Lett*, 2002, **81**(23): 4332~4334
- 5 J. P. Prineas, C. Ell, E. S. Lee *et al.*. Exciton-polariton eigenmodes in light-coupled  $\text{In}_{0.04}\text{Ga}_{0.96}\text{As}/\text{GaAs}$  semiconductor multiple-quantum-well periodic structures[J]. *Phys. Rev. B*, 2000, **61**(20): 13863~13872
- 6 D. T. Nguyen, N. H. Kwong, Z. S. Yang *et al.*. Mechanism of all-optical spin-dependent polarization switching in Bragg-spaced quantum well structures[J]. *Appl. Phys. Lett*, 2007, **90**(18): 181116-1~181116-3
- 7 Yuelan Lu, Lihua Wu, Xueqing Chong. Nonlinear optical properties of stimulated Brillouin scattering process in submerged object detection[J]. *Chinese Optics Letters*, 2008, **6**: 137~140
- 8 M. V. Erementchouk, L. I. Deych, A. A. Lisyansky. Optical properties of one-dimensional photonic crystals based on multiple-quantum-well structures[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **71**(23): 235335-1~235335-11
- 9 J. P. Prineas, C. Cao, M. Yildirim *et al.*. Resonant photonic band gap structures realized from molecular-beam-epitaxially grown  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  Bragg-spaced quantum wells[J]. *J. Appl. Phys*, 2006, **100**(6): 063101-1~063101-14
- 10 D. T. Nguyen, N. H. Kwong, Z. S. Yang *et al.*. Mechanism of all-optical spin-dependent polarization switching in Bragg-spaced quantum well structures[J]. *Appl. Phys. Lett*, 2007, **90**(18): 181116-1~181116-3