

All-Optical Switching Based on EIT Effects of Semiconductor Multiple Quantum Wells Exciton Levels

Mingdi Du^{1,2}, Wei Yan^{1,2*}

¹Department of Electronic and Information Engineering, Hunan Science and Technology Economy Trade Vocation College, Hengyang

²Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology

Email: *weiyanhust@yahoo.cn

Received: Jul. 18th, 2013; revised: Jul. 24th, 2013; accepted: Jul. 27th, 2013

Copyright © 2013 Wei Yan, Mingdi Du. This is an open access article distributed under the Creative Commons Attribution License, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

Abstract: We report a new all-optical switching. The all-optical switching is based on EIT effect of semiconductor multiple quantum wells exciton energy levels, the use of quantum coherence effects can reduce the absorption of the probe light field, and the intensity of the absorption for the probe light field can be adjusted by the control light field. If the control light field is pulse light field, the all-optical switching can be performed. We can select the appropriate intensity of control light field; the efficiency of switching can reach almost 86%.

Keywords: Semiconductor Multiple Quantum Wells; EIT; All-Optical Switching

基于半导体多量子阱中激子能级的 EIT 全光开关

杜鸣笛^{1,2}, 严伟^{1,2*}

¹湖南科技经贸职业学院电子信息工程学院, 衡阳

²华中科技大学武汉光电国家实验室, 武汉

Email: *weiyanhust@yahoo.cn

收稿日期: 2013 年 7 月 18 日; 修回日期: 2013 年 7 月 24 日; 录用日期: 2013 年 7 月 27 日

摘要: 我们报道了一种全新的全光开关, 该光开关是在半导体多量子阱中基于激子和双激子能级形成的 EIT 效应, 利用量子相干相消效应来减小材料对探测光场的吸收, 且探测光场吸收的强度可以通过控制光场来调节。若将控制光场设置为脉冲光场, 则可以实现探测光场的开关调制, 通过选取适当的控制光场的强度, 可以得到约 86% 的开关效率。

关键词: 半导体多量子阱; 电磁诱导透明; 全光开关

1. 引言

电磁诱导透明(EIT)是光与物质相互作用过程中表现出来的一种奇特的非线性效应, 是相干电磁场与多能级原子系统相互作用导致原子态间量子干涉的结果。在不同介质中实现 EIT 的观察, 研究 EIT 特性随相干电磁场及能级系统参数变化的规律, 进一步揭示量子相干的物理机制, 已成为近年来量子光学领域研究的热点课题。1988 年 Kocharovslaya 和 Khanin^[1]

以及 1989 年斯坦福大学的 Steven Harris^[2]分别在各自的文章中独立地提出关于 EIT 的前期理论, 为 EIT 的发现打下基础。2004 年美国俄勒冈大学物理学家 Phillips 领导的科研小组^[3]用 10 周期(001)型 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As (阱宽 10 nm, 垒宽 10 nm)作为实验样品, 在 10K 的条件下观察到了重空穴激子、轻空穴激子和双激子形成的吸收峰, 并且在以这三个能级为基础形成的 Λ 型三能级系统中分别加一强光为控制光和

一弱光为探测光的条件下观察到了激子能级的 EIT 现象。2009 年韩国物理学家 Ham 等人^[4]，再一次报道了在 GaAs 多量子阱中观察到了激子 Λ 型三能级的 EIT 现象，同时还给出了探测光的群速度和减慢因子，并简单探讨了 EIT 诱导慢光。不过与 Phillips 小组所不同的是，Ham 小组使用的多量子阱为 20 周期的 GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.75}As (阱宽为 9 nm，垒宽为 20 nm)。最近我们也对半导体多量子阱中的三能级结构做了些相关的研究工作^[5-8]。

全光开关作为全光网络和数据光信息处理的关键器件，在近一二十年研究被研究地非常多，也出现了许多的开关模型^[9,10]，但基于 EIT 全光开关的研究，最早开展工作的是 Kang 等人领导的小组^[11,12]，他们报到了在 ⁸⁵Rb 蒸汽中的四能级结构基于 EIT 实现了相位调控光开关。而在半导体多量子阱中基于 EIT 的全光开关却很少有报道，在这里我们主要是用半导体多量子阱中形成的激子、双激子能级和基态能级形成的 Ξ 三能级系统，然后再在此系统中，利用 EIT 来实现全光开关。

2. 模型的建立和动力学方程

通过前期的研究^[5-8]，我们知道在半导体多量子阱中存在激子和双激子能级，且可以形成 Ξ 型三能级结构，如图 1 所示。从图中我们可以看到 Ξ 型三能级结构是有基态 $|g\rangle$ 、一个单激子态和一个双激子态(在这里我们主要考虑的是束缚双激子态，虽然非束缚双激子态对束缚双激子态有一定的影响，但是影响较小，在此可以忽略)。通常情况下，要想在此系统中形成 EIT，必须要求基态与单激子态之间加一弱的探测场形成单激子跃迁，而在单激子和双激子之间加一强的控制场

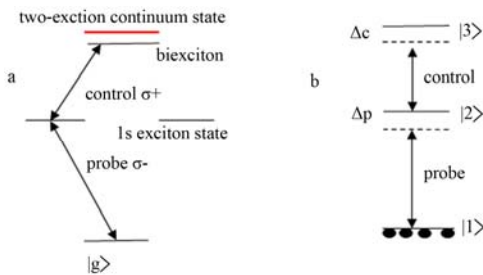


Figure 1. (a) Three energy levels model of GaAs multiple quantum wells is composed by $|g\rangle$ ground state, single-exciton state and two-exciton state, (b) the simplified model of (a)
图 1. (a) GaAs 多量子阱中的三能级模型分别由 $|g\rangle$ 为基态，单激子态和双激子态组成，(b) 由(a)中的三能级简化后形成的 Ξ 型三能级模型

形成单激子到双激子的跃迁。在这里形成 EIT 的路径有两条：一条是基态和单激子态之间加一左旋圆偏振光(σ^-)激发，形成自旋向下的激子态 $|-\rangle$ ，然后再在单激子和双激子之间加一右旋圆偏振光(σ^+)激发，形成双激子态 $|+-\rangle$ 如图 1(a)。另一条路径是基态和单激子态之间加一右旋圆偏振光(σ^+)激发，形成自旋向上的激子态 $|+\rangle$ ，然后再在单激子和双激子之间加一左旋圆偏振光(σ^-)激发，形成双激子态 $|+-\rangle$ 。由于这两种路径是相似的，在这里我们主要分析第一种路径。

我们假设每个激光脉冲都只能驱动一种跃迁，那么在旋波近似和偶极近似的条件下， Ξ 型三能级的相互作用哈密顿量可以表示为：

$$H_{int} = \hbar [\Delta_p |2\rangle\langle 2| + (\Delta_p + \Delta_c) |3\rangle\langle 3| - (\Omega_p |2\rangle\langle 1| + \Omega_c |3\rangle\langle 2| + H.c.)] \quad (1)$$

上式中 $\Delta_p = [(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/\hbar] - \omega_p$ 和 $\Delta_c = [(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)/\hbar] - \omega_c$ 分别是探测场和控制场的失谐量， ε_1 、 ε_2 、 ε_3 、 ω_p 和 ω_c 分别为 $|1\rangle$ 能级的本征能量、 $|2\rangle$ 能级的本征能量、 $|3\rangle$ 能级的本征能量、探测场的频率和控制场的频率。 Ω_j ($j = p, c$) 是相应激光驱动跃迁的 Rabi 频率的一半，即 $\Omega_p = D_{21}E_p/2\hbar$ ， $\Omega_c = D_{32}E_c/2\hbar$ ，其中 D_{21} 和 D_{32} 为对应 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 能级之间跃迁的偶极矩阵元。

Ξ 型三能级系统的动态密度矩阵方程组，可以根据刘维方程表示为：

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + (\text{decay terms}) \quad (2)$$

将相互作用图景的系统哈密顿量方程(2.13)代入方程(2.14)适当地添加衰减项或退相项，我们就可以获得密度矩阵元关于时间的微分方程组：

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho_{31} = \Omega_p \rho_{32} - \Omega_c \rho_{21} + (\Delta_p + \Delta_c - ir_{31}) \rho_{31} \quad (3a)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho_{32} = \Omega_p^* \rho_{31} + \Omega_c (\rho_{33} - \rho_{22}) + (\Delta_c - ir_{32}) \rho_{32} \quad (3b)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21} = \Omega_p (\rho_{22} - \rho_{11}) + (\Delta_p - ir_{21}) \rho_{21} - \Omega_c^* \rho_{31} \quad (3c)$$

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1 \quad (3d)$$

$$\rho_{nm} = \rho_{nm}^* \quad (3e)$$

上式中的 r_{32} 和 r_{21} 分别表示 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 能级之间跃迁偶极矩和 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 能级之间跃迁偶极矩的退相干率，而 r_{31} 则表示 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 能级之间非辐射退相干率。

正如图 1(b)所示, 在 EIT 启动的初始状态, $|2\rangle$ 能级和 $|3\rangle$ 能级都是处在空态, 所有的电子都处在基态 $|1\rangle$ 能级上, 在这里我们同样可以假设 $\rho_{11}(t) \cong 1$ [$\rho_{22}(t) = \rho_{33}(t) \cong 0$]. 因此方程组(3)经过傅里叶变换后的解为:

上式中的 β_{21} 和 Λ_p 分别为 ρ_{21} 经过傅里叶变换后对应的量和 Ω_p 经过傅里叶变换后对应的量, ω 为傅里叶变量, $\Delta t = \Delta p + \Delta c$. 从上一节我们已经知道 r_{31} , r_{21} , r_{32} 和 Ω_c 的数值都具有相同数量级且都远大于探测场的 Rabi 频率 Ω_p , 因此方程(4)可以简化为:

$$\beta_{21} = \frac{\Lambda_p (\Delta t + \omega - r_{31}i)}{(\Delta p + \omega - r_{21}i)(\Delta t + \omega - r_{31}i) - |\Omega_c|^2} \quad (5)$$

为了能更全面了解探测光场在媒介中的传播性质, 我们需要联立麦克斯韦方程组进行求解, 在慢变振幅近似下, 麦克斯韦方程组可以简化为如下形状:

$$\frac{\partial \Omega_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_p}{\partial t} = iK_{12}\rho_{21} \Rightarrow \frac{\partial \Lambda_p}{\partial z} - i\frac{\omega}{c}\Lambda_p = iK_{12}\beta_{21} \quad (6)$$

箭头左边为简化后的探测场随时间和空间变化麦克斯韦方程, 箭头右边为进行傅里叶变换后探测场的麦克斯韦方程。式中 $K_{12} = 2N\omega_p |D_{12}|^2 / (\hbar c)$, N 是基态的载流子浓度, c 为真空中的光速。

联合方程(5)和(6), 我们可以得到:

$$\Lambda_p(z, \omega) = \Lambda_p(0, \omega) \exp(i\Gamma z) \quad (7)$$

式中 $\Lambda_p(0, \omega)$ 对应探测场进入样品之前 ($z = 0$) Rabi 频率进行傅里叶变换后的量。且式中的:

$$\Gamma = \frac{\omega}{c} + \frac{K_{12}(\Delta t + \omega - r_{31}i)}{(\Delta p + \omega - r_{21}i)(\Delta t + \omega - r_{31}i) - |\Omega_c|^2} \quad (8)$$

将 Γ 以 ω 为变量进行泰勒展开, 可以得到如下形式的方程:

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma'(0)\omega + \frac{1}{2}\Gamma''(0)\omega^2 + O(\omega^3) + \dots \quad (9)$$

其中

$$\Gamma_0 = \frac{K_{12}(\Delta t - r_{31}i)}{(\Delta p - r_{21}i)(\Delta t - r_{31}i) - |\Omega_c|^2} \quad (10)$$

上式中忽略高阶项 $O(\omega^3)$, 式中零阶项系数的实部 $\text{Re}[\Gamma_0]$ 和虚部 $\text{Im}[\Gamma_0]$ 分别表示探测场单位长度的相移和吸收吸收, 一阶项系数 $\Gamma'(0)$ 的实部则和探测场在介质中传播的群速度有直接的关系 $V_g = \text{Re}(1/\Gamma'(0))$, 二阶项系数 $\Gamma''(0)$ 则表示群速度的色散, 它会导致探测场脉冲的形变和探测场能量的附加损失。

3. 数值结果与讨论

下面我们将进行数值分析, 以证实半导体多量子阱中是可以实现全光开关的。在这里我们使用的多量子阱为 15 周期的 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As 多量子阱, 相关的实验数据为 $r_{31} \approx 0.9 \times 10^{12}$ Hz; $r_{21} \approx 0.49 \times 10^{12}$ Hz; $\Omega_c = 0.8$ THz; $K_{12} = 10^{20} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [3,4,14,15]。如图 2, 为在不同控制场强度下探测场随失谐量 Δ_p 的变化曲线图, 从图中我们可以看到在控制场 Rabi 频率强度为零时, 在共振的地方 ($\Delta_p = 0$) 探测场几乎全部被吸收, 随着控制场 Rabi 频率强度的增加, 在共振的地方开始出现塌陷窗口(透射窗口)且控制场 Rabi 频率的强度越大塌陷窗口也越深。这说明在控制场强度为零或较弱的时候是不能形成 EIT 的, 当控制场强度足够大时才能形成 EIT 效应, 且 EIT 的透射窗口随着控制场强度的增大而变大。为了进一步了解探测场透射的情况, 我们分别分析了探测场透射率在不同控制场和不同双激子衰减率的条件下的变化情况。如图 3 为探测场透射情况在不同控制场强度的情况下, 透射强度随探测场失谐量的变化曲线图, 从图中我们可以看到当控制场强度较大时在共振的地方会出现一个透射峰值, 且峰值和峰宽都随控制场强度的增大而增大, 且在 $\Omega_c = 1$ THz 时透射峰值达到最大约为 82%, 当控制场强度继续增大时探测场的透射峰也会随之继续增强这里我们没有给出, 但并不是控制场强度越大越好, 我们知道在光电集成器件中要求入射光强越弱越好。如图 4 我们给出了在不同双激子衰减率的条件下探测场随探测场光失谐量的变化关系曲线图, 从图中我们可以发现当控制场不变时双激子的衰减率越小探测光的透射率越高。通过对比图 3 和图 4 的结果, 我们发现可以通过

$$\beta_{21} = \frac{\Lambda_p \left[(\Delta c + \omega - r_{32}i)(\Delta t + \omega - r_{31}i) - |\Lambda_p|^2 \right]}{(\Delta p + \omega - r_{21}i) \left[(\Delta c + \omega - r_{32}i)(\Delta t + \omega - r_{31}i) - |\Lambda_p|^2 \right] - |\Omega_c|^2 (\Delta c + \omega - r_{32}i)} \quad (4)$$

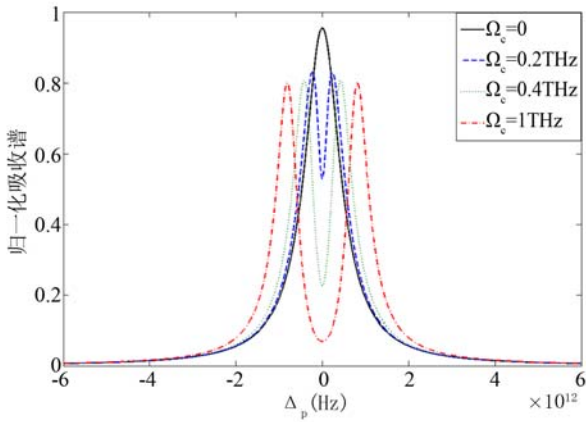


Figure 2. The absorption spectrum curve diagram of the probe field versus detuning at different control field strength
图 2. 为在不同控制场强度的情况下探测场吸收谱随失谐量的变化曲线图

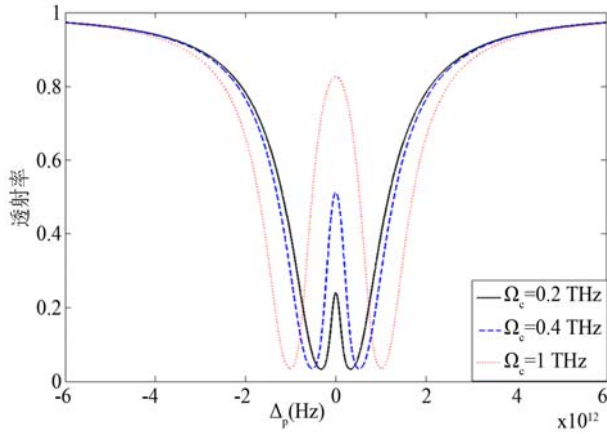


Figure 3. The transmission spectra of probe field versus detuning at different control field strength with $r_{31}=0.9 \times 10^{12}$ Hz
图 3. 为在不同控制场强度的情况下, 探测场透射谱随探测场失谐量的变化曲线图, 其中 $r_{31} = 0.9 \times 10^{12}$ Hz

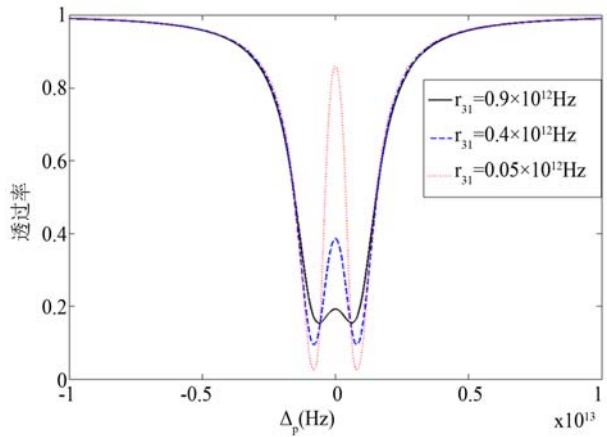


Figure 4. The transmission spectra of probe field versus detuning at different decay rate with $\Omega_c=0.8$ THz
图 4. 为在不同双光子衰减率的情况下, 探测场透射谱随探测场失谐量的变化曲线图, 其中 $\Omega_c = 0.8$ THz

降低双光子的衰减率来降低控制光场的强度, 如图 5 我们选取的双光子的衰减率为 $r_{31} = 0.02 \times 10^{12}$ Hz, 而此时可以将控制光的强度降低到 $\Omega_c = 0.5$ THz 同时还可以保持探测光场有较高的透射率(约为 86%)。根据原子气中 EIT 的研究我们知道, EIT 效应可以用于全光开关, 而且目前已有大量的报道^[11-13]。而在半导体多量子阱中基于激子能级的 EIT 效应全光开关, 还很少有研究, 因此在这里我们取 $r_{31} = 0.02 \times 10^{12}$ Hz 和 $\Omega_c = 0.5$ THz 为例, 来研究半导体多量子阱 EIT 全光开关。

从上面的分析我们可以看到, 在 $r_{31} = 0.02 \times 10^{12}$ Hz 和 $\Omega_c = 0.5$ THz 时探测场有较强的透射率, 而当控制场强度为零时探测场几乎被大部分吸收, 因此我们可以利用这一特性来研究基于 EIT 的全光开关。我们知道探测场信号有与无是通过控制场强度来调制的, 因此我们在这里要求探测场为连续光, 控制为脉冲光。脉冲光的宽度可以对开关的时间进行调节, 脉冲光的强度可以对开关的效率进行操控。如图 6 我们给出了一组控制光的脉冲图, 从图中我们可以看到控制光的最大 Rabi 频率为 0.5 THz, 最小 Rabi 频率为 0, 脉冲的重复周期为 10 ps。图 7 给出了探测场透射率随控制场脉冲的变化曲线图, 从图中我们可以看到探测场的最大透射率约为 86%, 为最小透射率约为 2%, 在这里我们定义开关效率为 $\eta = (I_{close} - I_{open}) / I_{in}$, 其中 I_{in} 为输入光场的强度, I_{close} 为开关关闭状态下的透射光场强度, I_{open} 为开关打开状态下的透射光场强度。作为一个理想的开关开关的效应应为 $\eta = 100\%$ (即 $I_{open} = I_{in}$ 和 $I_{close} = 0$)。然后再实际情况中并没有那么理想, 从以上的分析我们可以知道, 在我们所讨论的系统中当开关打开时, 光的透射强度 $I_{open} \approx 86\%$, 当开关闭合时, 光的透射强度为 $I_{close} = 2\%$, 因此我们可以得到开关的效率约为 84%。

4. 结论

全光开关的研究是全光网络发展的一个重要瓶颈, 且是近年研究的热点。本文主要是用半导体多量子阱为基础材料, 利用量子阱中的基态、激子和双激子能级来形成 Ξ 型三能级系统, 并在三能级间分别加一强控制光场和一弱探测光场来实现 EIT 特性且 EIT 的透射窗口的大小可以通过控制光场的强度来调节。在研究中我们发现, 如果将控制光场换成脉冲光场, 那将会对探测光场有很好的调制作用, 而且可以实现

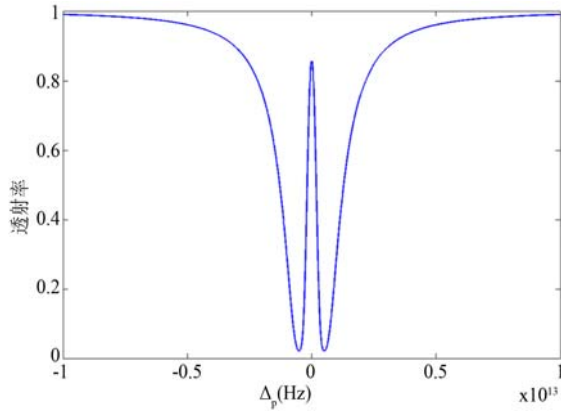


Figure 5. The transmission spectra of probe field versus detuning with $\Omega_c = 0.5$ THz and $r_{31} = 0.02 \times 10^{12}$ Hz
图 5 为 $\Omega_c = 0.5$ THz 和 $r_{31} = 0.02 \times 10^{12}$ Hz 时探测场光透射谱与探测场失谐量之间的变化曲线图

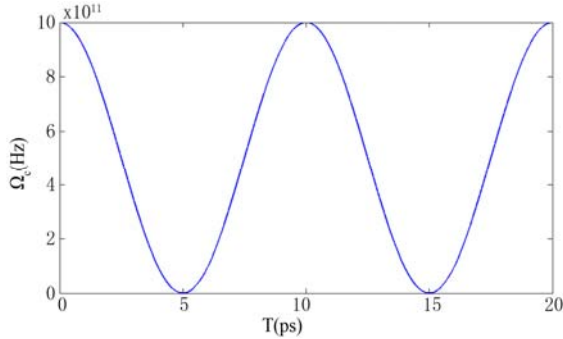


Figure 6. The pulse diagram of control field
图 6. 为控制场的脉冲图

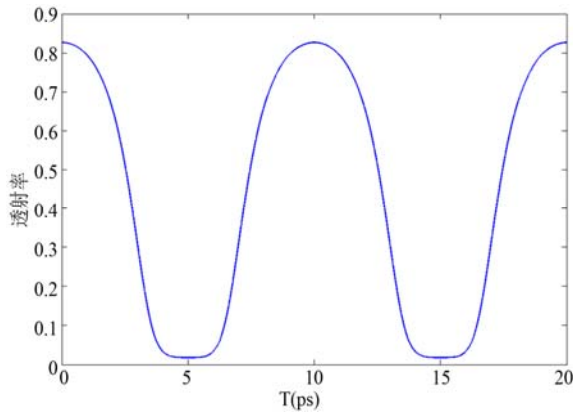


Figure 7. The transmission spectrum of probe field with pulse control field
图 7. 为探测场透射率随脉冲控制场变化的曲线图

光控光开关的作用，开关效率为 86%。由于半导体多量子阱为光电集成器件的常用材料，因此用半导体多量子阱做全光开关，为其未来的应用提供来广阔的前景。

参考文献 (References)

- [1] O. A. Kocharovskaaya, Y. I. Khanin. Coherent amplification of an ultrashort pulse in a 3-level medium without a population inversion. JETP Letters, 1988, 48: 630-634.
- [2] S. E. Harris. Lasers without inversion-interference of lifetime-broadened resonances. Physical Review Letters, 1989, 62: 1033-1036.
- [3] M. C. Phillips, H. Wang. Exciton spin coherence and electromagnetically induced transparency in the transient optical response of GaAs quantum wells. Physical Review B, 2004, 69: 115337
- [4] S. M. Ma, H. Xu and B. S. Ham. Electromagnetically induced transparency and slow light in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells in a transient regime. Optics Express, 2009, 17: 148902-148908.
- [5] W. Yan, T. Wang and X. M. Li. Electromagnetically induced transparency and theoretical slow light in semiconductor multiple quantum wells. Applied Physics B-Lasers and Optics, 2012, 108: 515-519.
- [6] W. Yan, T. Wang and X. M. Li. Theoretical ultraslow bright and dark optical solitons in cascade-type GaAs/AlGaAs multiple quantum wells. Optics Communications, 2012, 285: 3559-3562
- [7] W. Yan, T. Wang and X. M. Li. Electromagnetically induced transparency and slow light in a Λ -type three-level system of GaAs/AlGaAs multiple quantum wells. Journal of Modern Optics, 2012, 59: 784-788.
- [8] W. Yan, T. Wang and X. M. Li. Tunable amplification and absorption properties in double- Λ system of GaAs/AlGaAs multiple quantum wells. Chinese Science Bulletin, 2013, 58: 53-58.
- [9] 李淳飞. 纳米光子学全光开关研究进展[J]. 物理, 2012, 41(1): 9-19.
- [10] 陈明, 李淳飞, 徐迈等. 非线性一维光子晶体光开关与光双稳[J]. 光子学报, 2005, 34(1): 98-101.
- [11] H. Kang, G. Hernandez, J. Zhang and Y. Zhu. Phase-controlled light switching at low light levels. Physical Review A, 2006, 73: 011802(R)
- [12] J. Zhang, G. Hernandez and Y. Zhu. All-optical switching at ultralow light levels, Optics Letters, 2007, 32: 1317-1319.
- [13] A. C. Dawes, L. Dawes and S. M. Clark. All-optical switching in Rubidium vapor. Science, 2005, 308: 672-674.
- [14] M. Wagner, H. Schneider, D. Stehr, et al. Observation of the intraexciton Autler-Townes effect in GaAs/AlGaAs semiconductor quantum wells. physical review letters, 2010, 105:167401
- [15] H. Kang, Y. H. Park, I. B. Sohn, et al. All-optical switching with a biexcitonic double lambda system. Optics Communications, 2011, 284: 1045-1052.