

非对称耦合量子阱吸收与色散的理论研究*

胡振华^{1,2)} 黄德修¹⁾

¹⁾ 华中科技大学光电子工程系, 武汉 430074)

²⁾ 武汉理工大学物理系, 武汉 430063)

(2003 年 11 月 3 日收到, 2004 年 11 月 2 日收到修改稿)

基于 V 型三能级模型研究了非对称耦合量子阱(ACQW)线性吸收与色散特性. 理论结果表明: 在小偏置区, 由沿生长方向的外加电场引起的强量子限域 Stark 频移导致非共振吸收, 线性折射率大幅度降低, 表现为色散猝灭特性. 而随负偏压进一步增加, 由于量子限域 Stark 效应消失, 其吸收与色散特性则与单量子阱最低激子态相类似. 这意味着 ACQW 具有随外加电场变化的可控色散特性.

关键词: 非对称耦合量子阱, 量子相干, 可控色散

PACC: 7320, 7340G, 7210, 7865

1. 引言

经由量子力学途径产生量子相干(QI)^[1]一直是人们所感兴趣的论题, 诸如电磁场感应透明(EIT)^[2]、无粒子数反转激光(LWI)^[3]和折射率增强(RIE)^[4]是典型应用的例子. 在通常情况下, QI 效应发生在 V 型^[5,6]或 Λ 型^[7,8]三能级原子系统中. 对这种原子系统, QI 不仅取决于原子碰撞引起的态间混合(如钠原子 3p 态两子能级混合)程度, 而且依赖于原子与外相干场间的耦合(如微波耦合、强激光耦合)的强弱. 人们对其研究发现: 控制这些参量相当困难^[5]. 而对非对称耦合量子阱(ACQW), 如果在 ACQW 生长方向施加一直流电场, 由导带中两非定域电子能级和价带中重空穴能级所组成的系统能构成与原子相同的 V 型三能级系统^[9,10], 其 QI 特性则依赖于阱深、阱间势垒厚度以及在生长方向所加的反向偏压, 即一旦 ACQW 结构给定, 其 QI 仅依赖于反向偏压. 基于对 ACQW 的 QI 易于控制的考虑, 最近, 利用 ACQW 的不同结构研制成实用的光电子器件引起了人们的广泛关注^[11-16].

就光通信中的光电子器件的研制而言, 材料的吸收与色散是人们所关心的重要参量. 对一般体材料, 根据 Kramers-Krönig 色散关系, 色散取决于其吸

收特性. 换言之, 对于所给定的体材料, 其吸收与色散之间的关系随即被给定. 而对 ACQW, 由于 QI 效应的存在, 吸收与色散不仅会发生戏剧性变化, 而且能经沿生长方向的反向偏压对其得到有效控制. 出于光通信中色散工程研究的目的(如光通信中的色散补偿、光孤子传输的控制等), 本文利用 V 型三能级模型研究了 ACQW 的吸收与色散随反向偏压、阱间势垒厚度的变化规律, 重点分析了中心波长运行在 1550 nm (光通信窗口) $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ACQW 结构的吸收与色散特性.

2. 运动方程

ACQW 的能级结构如图 1 所示. 在生长方向加反向偏压时, 导带中两阱最低 $|1\rangle$ (宽阱中最低电子态) $|2\rangle$ (窄阱中最低电子态) 退化成新的相干叠加态,

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle \pm |2\rangle), \quad (1)$$

且满足定态方程

$$H_0 |\pm\rangle = \left(\hbar\omega_0 \mp \frac{\hbar\omega_c}{2} \right) |\pm\rangle, \quad (2)$$

式中系统哈密顿量

$$H_0 = 0 \cdot |0\rangle\langle 0| + \hbar(\omega_0 - \omega_c/2) |+\rangle\langle +| + \hbar(\omega_0 + \omega_c/2) |-\rangle\langle -|. \quad (3)$$

* 国家重点基础研究发展规划(批准号: G200036605)资助的课题.

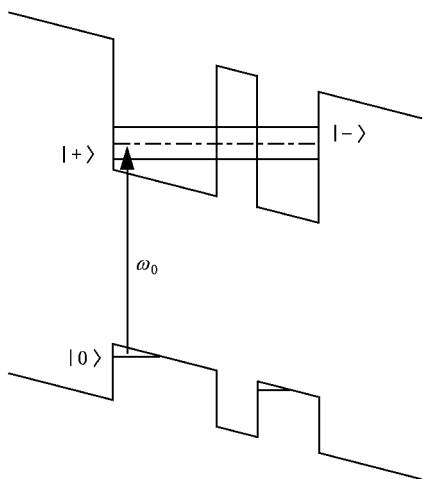


图1 ACQW的V型能级图. 图中 $|0\rangle$ 为宽阱中重空穴能态, $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 分别为由宽阱和窄阱最低电子态组成的成键态和反键态, ω_0 为两阱中最低激子态的中心跃迁圆频率.

这里假设了宽阱重空穴能量为零. 在共振时, 阱间振荡频率(相应于 $|-\rangle \rightarrow |+\rangle$ 跃迁圆频率)为^[17]

$$\omega_c = (\hbar k/mL) \exp(-kL), \quad (4)$$

式中 m, L 分别为导带中电子的有效质量和量子阱的势垒宽度; 而 $k = \sqrt{2m(U-E)}/\hbar$, 其中 E, U 分别为电子的能量和势垒高度.

为了获得ACQW吸收与色散的变化规律, 利用密度矩阵方程相当有效. 当有一外场 $E(t)$ 共振激发ACQW时, 系统满足方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} [\rho, H] + R_{\text{coll}}, \quad (5)$$

式中

$$H = H_0 - \mu E(t). \quad (6)$$

这里 μ 为电偶极算符.(5)式中弛豫项^[18, 19]

$$R_{\text{coll}} = -\gamma(\rho - f) - \gamma^h(\rho - f^L) - \gamma^s(\rho - f^{\text{eq}}) \quad (7)$$

包含载流子-载流子散射引起的 ρ 以速率 γ 趋于费米分布函数 f ; 载流子-纵向光学声子散射引起的 ρ 以速率 γ^h 趋于晶格温度 T_L 费米分布函数 f^L 以及由于热库扰动引起的 ρ 以速率 γ^s 趋于费米分布函数 f^{eq} . 由(5)式, 系统的密度矩阵元方程可写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{00}}{\partial t} = & -\gamma_{00}\rho_{00} - \frac{i}{\hbar} [\mu_{0+}\rho_{+0}E(t) - \mu_{+0}\rho_{+0}E^*(t)] \\ & - \frac{i}{\hbar} [\mu_{0-}\rho_{-0}E(t) - \mu_{-0}\rho_{-0}E^*(t)] \\ & + (\gamma_{00}^l f_{00} + \gamma_{00}^h f_{00}^L + \gamma_{00}^s f_{00}^{\text{eq}}), \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\frac{\partial \rho_{++}}{\partial t} = -\gamma_{++}\rho_{++} + \frac{i}{\hbar} [\mu_{+0}\rho_{0+}E(t) - \mu_{+0}\rho_{0+}E^*(t)]$$

$$\begin{aligned} & + \frac{i}{\hbar} [\mu_{-+}\rho_{+-}E(t) - \mu_{-+}\rho_{+-}E^*(t)] \\ & + (\gamma_{++}^l f_{++} + \gamma_{++}^h f_{++}^L + \gamma_{++}^s f_{++}^{\text{eq}}), \end{aligned} \quad (8b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{--}}{\partial t} = & -\gamma_{--}\rho_{--} + \frac{i}{\hbar} [\mu_{-0}\rho_{0-}E(t) - \mu_{-0}\rho_{0-}E^*(t)] \\ & + \frac{i}{\hbar} [\mu_{-+}\rho_{+-}E(t) - \mu_{-+}\rho_{+-}E^*(t)] \\ & + (\gamma_{--}^l f_{--} + \gamma_{--}^h f_{--}^L + \gamma_{--}^s f_{--}^{\text{eq}}), \end{aligned} \quad (8c)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{-+}}{\partial t} = & -(\gamma_{-+} + i\omega_c)\rho_{-+} - \frac{i}{\hbar} [\mu_{-+}\rho_{++}E(t) \\ & - \mu_{-+}\rho_{--}E^*(t)] - \frac{i}{\hbar} [\mu_{-0}\rho_{0-}E(t) \\ & - \mu_{0+}\rho_{+0}E^*(t)], \end{aligned} \quad (8d)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{+0}}{\partial t} = & -[\gamma_{+0} + i(\omega_0 - \omega_c/2)]\rho_{+0} - \frac{i}{\hbar} [\mu_{0+}\rho_{++}E(t) \\ & - \mu_{+0}\rho_{00}E^*(t)] + \frac{i}{\hbar} [\mu_{+-}\rho_{+0}E(t) \\ & - \mu_{+0}\rho_{+-}E^*(t)], \end{aligned} \quad (8e)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{-0}}{\partial t} = & -[\gamma_{-0} + i(\omega_0 + \omega_c/2)]\rho_{-0} - \frac{i}{\hbar} [\mu_{0-}\rho_{--}E(t) \\ & - \mu_{-0}\rho_{00}E^*(t)] + \frac{i}{\hbar} [\mu_{+-}\rho_{-0}E(t) \\ & - \mu_{-0}\rho_{-+}E^*(t)], \end{aligned} \quad (8f)$$

$$\rho_{+-} = \rho_{-+}^*, \quad (8g)$$

$$\rho_{0+} = \rho_{+0}^*, \quad (8h)$$

$$\rho_{0-} = \rho_{-0}^*. \quad (8i)$$

这里 $\gamma_{ij} = \gamma_{ij}^l + \gamma_{ij}^h + \gamma_{ij}^s$ ($i=0, \pm$), 其中 $\gamma_{ij}^l, \gamma_{ij}^h$ 及 γ_{ij}^s 分别是趋于准费米分布 f_{ij}^l, f_{ij}^h 及 f_{ij}^{eq} 的弛豫速率.

3. ACQW 的吸收与色散

当外激光场与ACQW间的相互作用不很强时, 密度矩阵元可按级数展开 $\rho_{ij} = \rho_{ij}^{(0)} + \rho_{ij}^{(1)} + \rho_{ij}^{(2)} + \dots$, 并注意到初始时刻尚未作用于ACQW. 因此, 运动方程(8)的初始条件为 $\rho_{00}^{(0)} = 1, \rho_{++}^{(0)} = \rho_{--}^{(0)} = 0$ 和 $\rho_{ij}^{(0)} = \alpha$ ($i \neq j$). 对方程(8)求解, 一阶偶极跃迁密度矩阵元可写成

$$\begin{aligned} \rho_{+0}^{(1)}(t) = & \frac{i\mu_{+0}}{\hbar} \int_{-\infty}^t dt' \exp\{-[\gamma_{+0} + i(\omega_0 - \omega_c/2)] \\ & \times (t - t')\} E(t'), \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} \rho_{-0}^{(1)}(t) = & \frac{i\mu_{-0}}{\hbar} \int_{-\infty}^t dt' \exp\{-[\gamma_{-0} + i(\omega_0 + \omega_c/2)] \\ & \times (t - t')\} E(t'). \end{aligned} \quad (9b)$$

与之相应的一阶电极化强度可由求迹公式

$$P^{(1)}(t) = N \text{tr}(\mu \rho^{(1)}) \quad (10)$$

获得。(10)式中, N 为有源层中的载流子密度。

为了得到 ACQW 的吸收与色散变化规律, 将 $P^{(1)}(t)$ 和 $E(t)$ 写成

$$P^{(1)}(t) = \frac{1}{2} [P^{(1)}(\omega) \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}], \quad (11a)$$

$$E(t) = \frac{1}{2} [E(\omega) \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}]. \quad (11b)$$

注意到电极化强度与外光场之间的关系

$$P^{(1)}(\omega) = \frac{1}{2} [\epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) E(\omega) + \text{c.c.}], \quad (12)$$

式中 ϵ_0 为真空中介电常数。利用(9)–(12)式可得到一阶线性电极化率

$$\chi^{(1)}(\omega) = \frac{iN}{\epsilon_0} \left[\frac{|\mu_{+0}|^2}{\hbar\gamma_{+0} + i\hbar(\omega_0 - \omega_c/2 - \omega)} + \frac{|\mu_{-0}|^2}{\hbar\gamma_{-0} + i\hbar(\omega_0 + \omega_c/2 - \omega)} \right] \quad (13)$$

利用介电常数与线性极化率之间的关系

$$\epsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega), \quad (14)$$

由于 $\chi^{(1)}(\omega)$ 是一复数, 显然, $\epsilon(\omega)$ 也是一复数。它的实部和虚部分别与折射率 $n(\omega)$ 及吸收系数 $\alpha(\omega)$ 的关系为

$$\epsilon(\omega) = [n(\omega) + i\alpha(\omega)c/2\omega]. \quad (15)$$

利用(14)和(15)式可得到

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re} [\chi^{(1)}(\omega)], \quad (16a)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{n(\omega)c} \text{Im} [\chi^{(1)}(\omega)], \quad (16b)$$

式中, c 为真空中光速, Re 和 Im 分别代表实部和虚部, 亦即 $\chi^{(1)}(\omega)$ 的实部和虚部分别表示吸收和色散。为了易于分析 ACQW 的变化规律, 将(13)式中的偶极矩阵元 μ_{+0} 和 μ_{-0} 用 $\{|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle\}$ 表象表示相当重要。在深阱近似下, 经表象变换后可求得

$$\mu_{+0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mu_{10} + \mu_{20}) = -\frac{e}{\sqrt{2}} (L_1 + L_2) \quad (17a)$$

$$\mu_{-0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mu_{10} - \mu_{20}) = -\frac{e}{\sqrt{2}} (L_1 - L_2) \quad (17b)$$

式中, e 为电子的电量, L_1 和 L_2 分别为宽阱与窄阱的阱宽。由于振子强度 $f_{ij} = 2m\omega_{ij} |\mu_{ij}|^2 / \hbar e$, 从(13)和(17)式知, 在通常情况下, $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 间的共振吸收的振子强度远大于 $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 间的振子强度。下面将重点分析 $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 间的吸收与色散。

4. 结果分析

为了分析 ACQW 的光学性质, 在图 2—图 4 中, 画出了 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ 结构^[20] 的吸收 ($\text{Im}\chi^{(1)}(\omega)$) 与色散 ($\text{Re}\chi^{(1)}(\omega)$) 曲线。对这种耦合量子阱结构, 取 Ga 组分 $x = 0.468$, 则两种材料的带偏移 $\Delta E = E_g^{\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}} - E_g^{\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}} = \Delta E_{\text{CB}} + \Delta E_{\text{VB}}$ ($\Delta E_{\text{CB}} = 0.243 \text{ eV}$, $\Delta E_{\text{VB}} = 1.31 \text{ eV}$) 电子有效质量 $m_e = 0.067m_0$ (m_0 为自由电子的质量)。注意到在(4)式中, 如果取宽阱和窄阱宽度分别为 $L_1 = 10 \text{ nm}$, $L_2 = 5 \text{ nm}$, 则宽阱电子最低量子限域能 $E_e = \hbar^2 \pi^2 / 2m_e L_1^2 = 51 \text{ meV}$ 。在理想条件下, $U = \Delta E_{\text{CB}} + eV$, 其中 eV 为加反向偏压时所引起的阱深变化。图 2 是对不同阱垒宽度 L 的吸收与色散变化曲线。图 2(a) 表明, 对于具有一定垒宽(如 $L = 5 \text{ nm}$) 的 ACQW, 取两阱最低激子态中心跃迁频率 $\nu_0 = \omega_0/2\pi = 193.3 \text{ THz}$ (相应于光通信波长 $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$), 当入射光频率与 ν_0 相同时, 吸收强度随失谐量 $\Delta = \omega_c/2$ 的减小

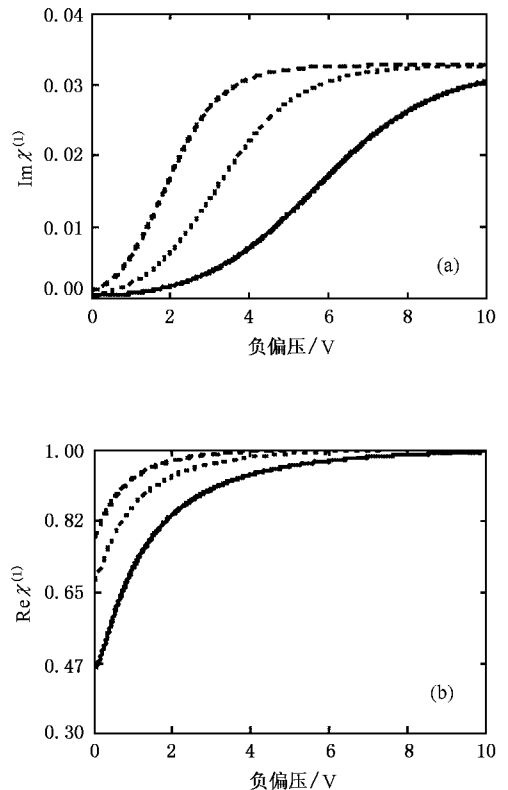


图 2 ACQW 吸收 (a) 和色散 (b) 随负偏压的变化曲线。实线、点线和虚线分别对应于 $L = 5, 6$ 和 7 nm 。图中所用参数 $\gamma_{+0} = 20 \text{ ps}^{-1}$, $\gamma_{-0} = 30 \text{ ps}^{-1}$; $\Delta E_{\text{CB}} = 243 \text{ meV}$; $E_e = 51 \text{ meV}$

而增大(对 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ 的 ACQW 结构,当负偏压在 0.1—0.4 V 时,阱间振荡频率 ω_c 对外加负偏压相当敏感^[14]),与之相应的负色散也随之增大,最后趋于零(如图 2(b)所示).由图 2 可见,随着垒宽的增加,阱间耦合减弱导致失谐量 Δ 减小,从非共振到共振吸收的负偏压范围也随之缩小,但负色散大幅度降低.图 3 是在负偏压 $V = 1\text{ V}$ 时吸收与色散曲线.由图 3 可知:当垒宽较窄(阱间耦合越强或阱间振荡频率越快)时,由于量子限

域 Stark 效应,其色散区偏离共振吸收区越远,所表现的负色散越大.而当阱间耦合减弱时,吸收区趋于色散区.为了更清楚描述这种变化特征,图 4 给出了不同负偏压下的吸收与色散曲线.图 4 表明:当所加负偏压较小时,小吸收导致折射率大幅度降低,这可理解为电子相干振荡引起折射率猝灭,但随反向偏压的进一步增加,由于阱间振荡频率趋于零^[11],V 型三能级退化成一典型二能级系统.这意味着非对称量子阱具有可控色散特性.

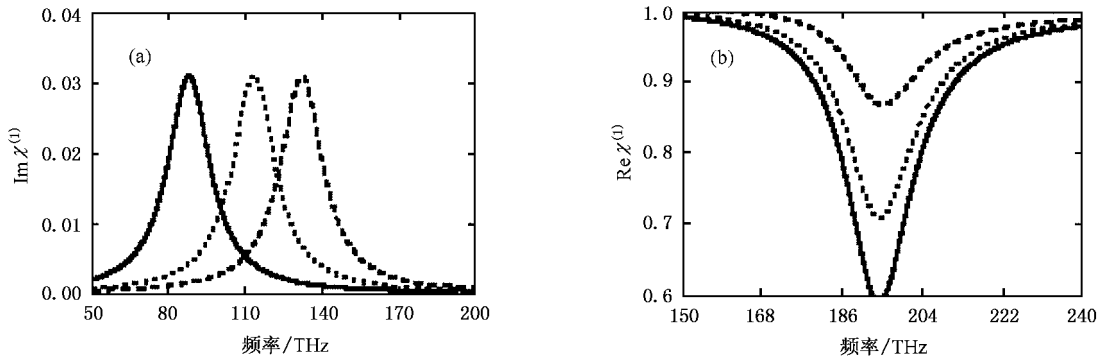


图 3 ACQW 在负偏压 $V = 1\text{ V}$ 时吸收 (a) 和色散 (b) 随外激发光场频率的变化曲线.实线、点线和虚线分别对应于 $L = 5, 6$ 和 7 nm .其他参数与图 2 同

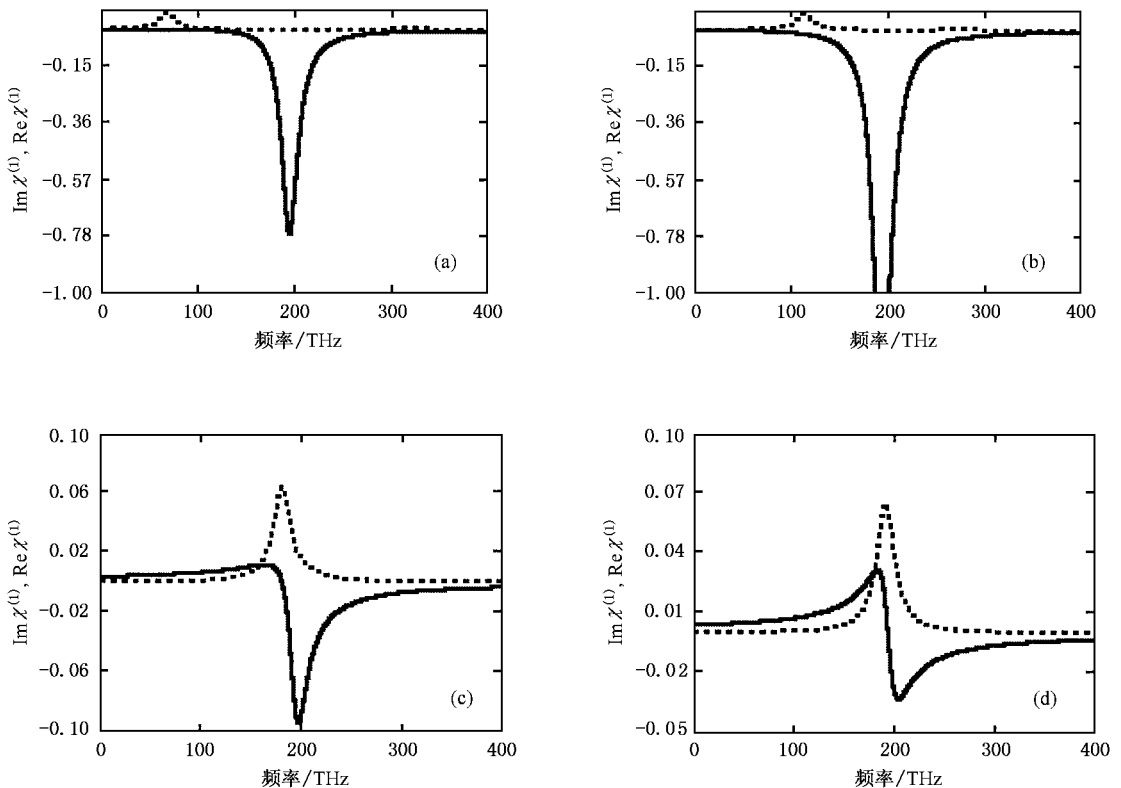


图 4 ACQW 的吸收与色散随外激发光场频率的变化曲线.虚线为吸收、实线为色散.所用参数 $L = 5\text{ nm}$.(a) $V = -0.5\text{ V}$, (b) $V = -1\text{ V}$ (c) $V = -5\text{ V}$ (d) $V = -10\text{ V}$.其他参数与图 2 同

5. 结 论

基于 V 型三能级模型理论研究表明 :ACQW 具有与单量子阱不同的吸收与色散特性. 当外光场频率固定在 ACQW 的非定域激子的中心跃迁频率时, 由沿生长方向电场所产生的量子限域 Stark 频移(电

子作阱间相干振荡频率的一半)导致非共振吸收线性折射率显著降低, 表现为色散猝灭特性. 而当外加负偏压较大时, 由于量子限域 Stark 频移消失, 其吸收与色散特性类似于单量子阱最低激子态. 我们预期这种仅受外加偏压所控制的光学特性可在光通信中的色散补偿、光孤子传输等方面得到应用.

-
- [1] Harris S E 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1033
- [2] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 596
- [3] Kocharovskaya O 1992 *Phys. Rep.* **219** 191
- [4] Scully M O 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 1855
- [5] Zibrov A S, Lukin M D, Nikonov D E *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1499
- [6] Fleischhaver M, Keitel C H, Narducci L M *et al* 1992 *Opt. Commun.* **94** 599
- [7] Kocharovskaya O A, Mauri F, Arimondo E 1992 *Opt. Commun.* **84** 393
- [8] Plenio M B 2000 *Phys. Rev. A* **62** 015802
- [9] Lurryi S 1991 *IEEE J. Quantum Electron.* **27** 54
- [10] Leo K, Shah J, Göbel E O *et al* 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 201
- [11] Hu Z H, Haung D X 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1488 (in Chinese)
[胡振华、黄德修 2003 物理学报 **52** 1488]
- [12] Sa'ar A, Kapon R 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 1517
- [13] Choy W C H, Li H E, Weiss B L 1998 *IEEE J. Quantum Electron.* **348** 1846
- [14] Hu Z H, Haung D X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1195 (in Chinese)
[胡振华、黄德修 2004 物理学报 **53** 1195]
- [15] Leo K, Shah J, Damen T C *et al* 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 2498
- [16] Park T, Gumbs G, Chen Y C 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 1467
- [17] Landau L D, Lifshitz E M 1977 *Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory* (3ed) (London: Reed Educational and Professional Publishing Ltd) Sect. 50
- [18] Hu Z H, Haung D X 2004 *Acta Opt. Sin.* **24** 1062 (in Chinese)
[胡振华、黄德修 2004 光学学报 **24** 1062]
- [19] Meccozi M J 1994 *Appl. Phys. Lett.* **65** 1736
- [20] Olejnikova B 1996 *Superlatt. Microstr.* **20** 25

Theoretical study on the absorption and dispersion in asymmetrically coupled quantum well structure^{*}

Hu Zhen-Hua^{1,2)} Huang De-Xiu¹⁾

¹⁾(Department of Optoelectronic Engineering , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China)

²⁾(Department of Physics , Wuhan University of Technology , Wuhan 430063 , China)

(Received 3 November 2003 ; revised manuscript received 2 November 2004)

Abstract

The absorption and dispersion behaviors of an asymmetrically coupled quantum well (ACQW) structure are studied based on V-type system. We show that the quantum-confined Stark shift due to an electric field applied along the growth direction of ACQW leads to the detuning absorption , and the corresponding linear refraction is dramatically decreased in a smaller negative-bias voltage region. This means that refraction quenching induced by an external electric field can occur in an ACQW structure. However , the absorption and the dispersion behaviors become the same as those of the lowest excitonic state in a single quantum well structure as the negative-bias voltage further increases due to the disappearance of quantum-confined Stark effect. This means that the ACQW structure has controllable dispersion by using an external field.

Keywords : asymmetric coupled quantum well , quantum interference , controllable dispersion

PACC : 7320 , 7340G , 7210 , 7865

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. G200036605).