

InP 系量子阱相位调制器的理论设计*

陈建新 邬祥生

(中国科学院上海冶金研究所 上海 200050)

摘要 本文应用量子限制 Stark 效应理论计算了 InP 系量子阱中激子的波函数及激子的能量。在此基础上,计算了不同电场条件下激子能量的红移,以及吸收系数的变化。然后,根据 K-K 关系计算了折射率的变化,得到了一定强度外电场条件下,折射率变化与波长、组份及阱宽的关系。按照我们的计算,折射率变化可达 2.54×10^{-2} 。

PACC: 4280K, 6855, 7280E

1 引言

相位调制器在高速光通信、相干光通信、光纤陀螺等方面均有较好的应用价值。四元化合物 InGaAsP 的带隙波长覆盖 $0.9\text{--}1.6\mu\text{m}$, 而石英光纤的最小损耗波长为 $1.55\mu\text{m}$, 零色散波长为 $1.3\mu\text{m}$, 正好在此范围内。但是 InP 体系化合物半导体材料的电光系数较小,所以一般体材料器件的相位移效率较低。近年来,基于量子限制 Stark 效应发展起来的量子阱相位调制器具有高效、低耗等诸多优点,越来越受到人们的重视。这方面国外已有不少的报道。但较多地集中在 GaAs 体系。在 InP 体系, H. Yamamoto^[1] 等人对 InGaAsP/InP 量子阱电致折射率变化的计算没有考虑激子效应;而 J. E. Zyck^[2] 等人的计算是针对 InGaAs/InP 量子阱的。

本文应用量子限制 Stark 效应理论计算了 InP 体系量子阱中激子吸收峰在电场下的红移,以及吸收系数变化的频谱,然后根据 Kramers-Kronig 关系 (K-K 关系)计算了折射率的变化,得到了一定强度外电场条件下折射率变化与波长、组份及阱宽的关系。

2 理论计算简述

2.1 有限深势阱中激子波函数的变分计算

图 1^[3]为一般量子阱相位调制器的结构,以 InP 为势垒, InGaAsP 为势阱。就一般量子阱而言,阱宽通常在 $100\text{\AA}$ 左右,而体材料中激子的直径为 $300\text{\AA}$ 左右^[4]。所以,在垂直于量子阱的生长面方向上存在着对激子的限制作用,因而量子阱中二维激子的束缚能远大于体材料中三维激子的束缚能。因此,在量子阱中电子和空穴主要以激子态形式存在。当外加电场时,严格来讲,有限深阱并不存在任何束缚态,但如果所加电场不是太

* 863 计划资助项目

本文 1992 年 8 月 17 日收到,修改稿 1993 年 4 月 1 日收到

大, 激子仍有相当长的寿命。

在有效质量近似下, 激子的 Schrödinger 方程为:

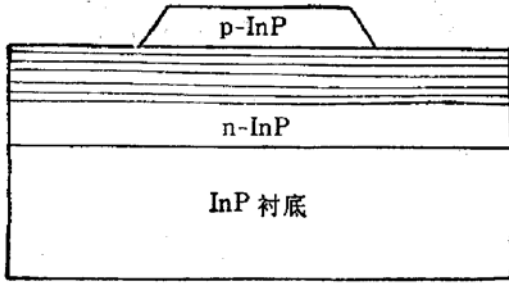


图1 量子阱相位调制器的一般结构

$$H\Psi = E_{ex}\Psi, \quad (1)$$

其中 H 为电场下激子的哈密顿量, Ψ 、 E_{ex} 分别为激子波函数和激子能量. H 可分解为:

$$H = H_{ex} + H_{hx} + H_{eh}, \quad (2)$$

$$H_{ex} = -\frac{\hbar^2}{2m_{e\perp}^*} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z_e^2} + V_e(z_e)$$

$$+ eFz_e, \quad (3)$$

$$H_{hx} = -\frac{\hbar^2}{2m_{h\perp}^*} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} + V_h(z_h) - eFz_h, \quad (4)$$

$$H_{eh} = -\frac{\hbar^2}{2\mu_{\parallel}} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{e^2}{\epsilon[(z_e - z_h)^2 + r^2]^{1/2}}, \quad (5)$$

其中 $\mu_{\parallel} = m_{e\parallel}^* m_{h\parallel}^* / (m_{e\parallel}^* + m_{h\parallel}^*)$ 为电子、空穴在平行于量子阱生长面方向的折合质量. $m_{e\perp}^*$ 、 $m_{h\perp}^*$ 为电子、空穴垂直于量子阱生长面方向的有效质量. $r = x + y$ 为电子和空穴在量子阱内的相对坐标位移. $V_e(z_e)$ 和 $V_h(z_h)$ 分别为电子和空穴的内建势.

对 Ψ 采用分离变量法:

$$\Psi = \phi_e(z_e) \cdot \phi_h(z_h) \cdot \phi_{ex}(r), \quad (6)$$

则

$$H_{ex}\phi_e(z_e) = E_e\phi_e(z_e), \quad (7)$$

$$H_{hx}\phi_h(z_h) = E_h\phi_h(z_h), \quad (8)$$

$$E_{exb} = \langle \Psi | H_{eh} | \Psi \rangle. \quad (9)$$

从而

$$E_{ex} = E_e + E_h + E_{exb}, \quad (10)$$

其中 E_{exb} 为激子束缚能.

在求解(3)、(4)两式时, 为得到形式简单的波函数, 我们采用了有效阱宽无限深势阱模型. 具体方法如下: 首先, 根据实际量子阱宽度和阱深分别求解电子和轻重空穴的量子态能量. 接着, 假设一定阱宽的无限深势阱, 也分别求其电子及空穴的量子态能量, 为阱宽的函数. 然后, 令这两种阱中电子和空穴的基态能量分别对应相等, 求出相应无限深势阱的宽度. 这样, 就把问题转化为加电场下无限深势阱激子态的求解, 可以得到正弦和指数形式的波函数, 便于以下的积分.

(9)的求解应用变分方法, 令归一化波函数:

$$\phi_{ex}(r) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{\lambda} \exp(-r/\lambda). \quad (11)$$

将(11)代入(9), 求得 E_{exb} , 加上 E_e 和 E_h 即为 E_{ex} . 不断变动参数 λ 值, 使 E_{ex} 最小, 从而得到 Ψ 完整的表达式.

2.2 激子跃迁对吸收系数的贡献

在量子阱中,折射率的变化主要来自激子的跃迁,而自由载流子在子能带的跃迁相对贡献较小,故将其忽略。轻重空穴激子跃迁对介电常数虚部的贡献分别表示如下^[5]:

a. 重空穴激子

$$\varepsilon_i = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon_0 m_0^2 \omega^2 L_z} \cdot \frac{3}{2} M^2 \cdot |\phi_{exh}(0)|^2 \cdot \left| \int \phi_e(z_e) \cdot \phi_{hh}(z_h) dz \right|^2 \cdot F(\hbar\omega_{exh} - \hbar\omega). \quad (12)$$

b. 轻空穴激子

$$\varepsilon_i = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon_0 m_0^2 \omega^2 L_z} \cdot \frac{1}{2} M^2 \cdot |\phi_{exl}(0)|^2 \cdot \left| \int \phi_e(z_e) \phi_{lh}(z_l) dz \right|^2 \cdot F(\hbar\omega_{exl} - \hbar\omega). \quad (13)$$

式中脚标 h 和 l 分别与重空穴和轻空穴相关联; $\frac{3}{2} M^2$ 和 $\frac{1}{2} M^2$ 表示重空穴到导带及轻空穴到导带的跃迁平方矩阵元^[6]。 $F(\hbar\omega_{ex} - \hbar\omega)$ 为中心在 $\hbar\omega$ 处的高斯线型函数, $\hbar\omega_{ex} = E_{ex}$ 。

$$\text{吸收系数: } \alpha = \frac{\omega \varepsilon_i}{nc}, \quad (14)$$

n : 折射率, c : 光速。

吸收系数的变化:

$$\Delta\alpha = \alpha(F) - \alpha(0), \quad (15)$$

F : 外加电场。

分别计算零场和一定电场下吸收系数的频谱,就可得到吸收系数变化的频谱 $\Delta\alpha(\omega)$ 。

2.3 折射率变化的计算

利用 K-K 关系可得折射率的变化

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} P \int \frac{\Delta\alpha(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega'. \quad (16)$$

3 计算结果及讨论

考虑所加电场垂直于量子阱生长面,电场强度 $F = 5 \times 10^4 \text{ V/cm}$, 我们计算了阱宽为 $100 \text{ \AA}$ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ ($x = 0.38, y = 0.84$) 量子阱吸收系数变化的频谱和折射率变化的频谱如图 2 所示, 此量子阱材料的能带偏移 $\Delta E_g = 0.52 \text{ eV}$, 四元材料的有效质量为 $m_c^* = 0.046 m_0$, $m_{ch}^* = 0.06 m_0$, $m_{lh}^* = 0.63 m_0$ ^[7], m_0 为真空电子质量, 吸收系数的变化,我们认为主要由以下效应引起:

(1) 加电场时,电子态和空穴态的基态能量都随着电场的增大而降低,能量偏移与所加电场的平方成正比。

(2) 加电场时,电子态和空穴态分别逆着和顺着电场方向偏移,从而影响到电子、空穴的交叠积分。

(3) 激子态波函数的线形展宽.

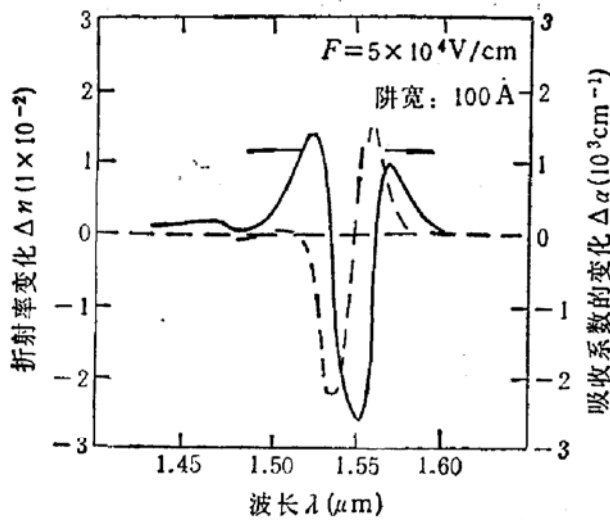


图2 一定量子阱宽条件下,吸收系数变化及折射率变化的频谱

也要减小,从而降低了调制效率;②如果阱宽较小,那么阱宽的微小波动也会对激子能量产生较大影响,从而提高了对材料制备的要求.而对于 InGaAsP/InP 材料,可以同时调节其组份和阱宽来适应不同入射波长的要求,相对自由度较大,从将来集成的角度来讲,不同的器件有不同的要求,后者也较易满足.

接着,我们计算了 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 材料的带隙波长为 $1.5\mu\text{m}$ ($x=0.38, y=0.84$) 和 $1.25\mu\text{m}$ ($x=0.25, y=0.54$) 时,对于相应的人射波长 $\lambda=1.55\mu\text{m}$ 和 $\lambda=1.3\mu\text{m}$,折射率变化与阱宽的关系.结果如图(3)所示.对于一定组份的 InGaAsP 材料来说,当阱宽变化时,电子、空穴的量子能级以及激子的束缚能都会变化,所以激子的能隙宽度也会改变.同时,加电场前后,不同阱宽的电子波函数和空穴波函数的交叠积分也不尽相同.所以,对于一定波长的人射光波来说其吸收系数的变化是不相同的,从而折射率的变化也有差别.按照我们的计算,当入射波长为 $1.55\mu\text{m}$,相应 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 材料组份 $x=0.38, y=0.84$ 时,折射率变化的峰值阱宽为 $105\text{\AA}$,而且在 $100-108\text{\AA}$ 之间都有较大的折射率变化.相应地,入射波长为 $1.3\mu\text{m}$, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 材料组份 $x=0.25, y=0.54$ 时,折射率的峰值阱宽为 $110\text{\AA}$,在 $105-115\text{\AA}$ 之间有较大的折射率变化.由此可见,为了获得较大的折射率变化,必须精确控制量子阱宽度.这一点,现代材料生长技术,如 MOCVD、MBE、CBE 均可达到.

与 J.E. Zucker 等人 InGaAs/InP 量子阱的计算结果比较,我们发现两者有一定相似之处.折射率变化的峰值在基态重空穴激子吸收峰附近;我们计算所得的折射率变化的峰值为 0.0254,而 J.E. Zucker 的结果约为 0.03,当然折射率变化的大小与所加电场也有关系.但我们觉得 InGaAs/InP 材料只能用改变量子阱宽的办法来适应不同波长的要求.随着波长的减小,阱宽也要相应减小.这样,有两点不足之处:①加电场后,激子能量的偏移与阱宽的四次方成正比 $\Delta E \sim L_x^4$,随着 L_x 的减小, ΔE

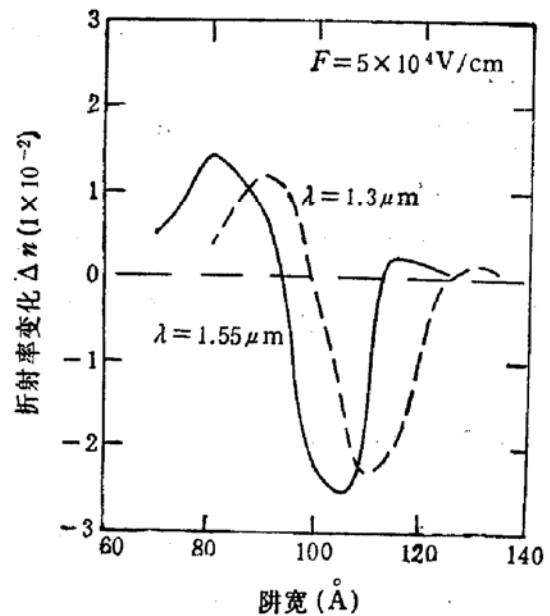


图3 对于不同的人射波长、折射率变化与阱宽的关系 λ 为入射波长

4 结论

我们从理论上计算了 InGaAsP/InP 量子阱相位调制器折射率的变化与波长及阱宽的关系。变化的峰值为 0.0254。从与阱宽的关系来看,为了得到较大的折射率变化,必须精确地控制量子阱宽度。

参 考 文 献

- [1] H. Yamamoto, M. Asada and Y. Suematsu, *Electronics Letters*, 1985, **21**(13): 579.
- [2] J. E. Zucker, I. Bar-Joseph, G. Sucha, U. Koren, B. I. Miller and D. S. Chemla, *Electronics Letters*, 1988, **24**(8): 458.
- [3] U. Koren, T. L. Koch and B. I. Miller, *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **50**(7):368.
- [4] D. A. B. Miller, D. S. Chemla and T. C. Damen, *Phys. Rev.*, 1985, **B32**(2):1043.
- [5] H. Nagai, Y. Kan, M. Yamanishi and I. Suemune, *Jpn. J. Appl. Phys.* 1986, **25**(8): L640.
- [6] M. Yamanishi and I. Suemune, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1984, **23**(1): L35.
- [7] T. P. Pearsall, *GaInAsP Alloy Semiconductors*, Vail-Ballou Press Inc. 1982, 295.

Theoretical Design of MQW Phase Modulators in InP System

Chen Jianxin and Wu Xiangsheng

(Shanghai Institute of Metallurgy, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050)

Abstract The quantumn-confined Stark effect is applied to calculate the exciton waves and exciton energies in InP system. The red shift of exciton energies and the variation of absorption coefficients in different electrical field are calculated. According to K-K relation, the variation of refractive indices is calculated and the relationship between the variation of refractive indices with wavelength, composition, and well width is obtained. By the calculation, the variation of indices is as large as 0.0254.

PACC: 4280K, 6855, 7280E