

# InGaAs/GaAs 应变层短周期超晶格的 Wannier-Stark 效应

刘 伟<sup>a,b</sup> 张耀辉<sup>a</sup> 江德生<sup>a</sup>

王若桢<sup>b</sup> 周钧铭<sup>c</sup> 梅笑冰<sup>c</sup>

<sup>a</sup> 半导体超晶格国家重点实验室,中国科学院半导体研究所,北京 100083

<sup>b</sup> 北京师范大学物理系,北京 1000875

<sup>c</sup> 中国科学院物理研究所,北京 100080

(1992年11月26日收到; 1993年3月3日收到修改稿)

本文利用光电流谱方法研究了10—300K温度范围内 $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ 应变层短周期超晶格的Wannier-Stark效应,在室温及低温下均观察到明显的吸收边场致“蓝移”现象,并对Stark-ladder激子跃迁的能量位置及振子强度随电场的变化给予详细讨论。实验结果表明,利用 $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ 应变层超晶格的Wannier-Stark效应可以制作 $0.98\mu m$ 波长范围的电光调制器和自电光双稳器件。

PACC: 7135, 7150, 7125, 7240

## 1. 引 言

近年来,超晶格电子态在电场下的行为引起人们广泛的兴趣<sup>[1-7]</sup>。超晶格是由一系列简并共振耦合的量子阱组成。由于共振耦合,原来量子阱分立的能级展宽成微带,带宽记为 $\Delta_c$ , $\Delta_v$ ,这样,超晶格的有效带隙比孤立量子阱的带隙大约小 $\frac{1}{2}(\Delta_c + \Delta_v)$ 。当对超晶格施加外电场时,共振状态被破坏,微带变成间距为 $eFd$ 的Stark-ladder,波函数趋向于局域在一个或几个相邻的阱中。随着电场的增加,吸收边从 $E_g^{SL}$ 的微带情形演变为 $E_g^{QW}$ 的量子阱情形,导致吸收边“蓝移” $\frac{1}{2}(\Delta_c + \Delta_v)$ 。另外,在主吸收边 $E_g^{QW}$ 的两侧还伴随着一些等间距的结构,对应于跃迁能量

$$E_g^{QW} + neFd. (n = \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (1)$$

它们代表波函数位于某一量子阱中的空穴态到波函数中心位于与之相距 $n$ 个阱的电子态之间的跃迁,称为“阱间”跃迁。这些跃迁正反映了场致局域化引起的Stark-ladder。在强电场下,电子和空穴局域在同一个量子阱中,中心在不同量子阱中的电子空穴态的波函数交叠积分很小,“阱间”跃迁在强电场下趋于消失。这反映了Wannier-Stark局域化过程。

有关超晶格Wannier-Stark效应的研究大多集中于晶格匹配系统<sup>[1-7]</sup>,对晶格失配的超晶格系统,例如 $GaAs/InGaAs$ ,这方面的研究报道很少<sup>[8-9]</sup>。这是因为一方面应变层系统的生长难度大,为生长高质量弹性应变的超晶格系统,必须使超晶格单层厚度及总厚

度均小于临界厚度<sup>[10]</sup>,否则将出现失配位错,这就很难生长出高质量大周期数的超晶格样品;另一方面,为实现超晶格中的 Wannier-Stark 效应,应尽量用大周期数的样品以避免端面效应(edge effect)<sup>[11]</sup>. 上述矛盾,造成了在 InGaAs/GaAs 应变超晶格中观察 Wannier-Stark 效应的困难.

然而随着 InGaAs 量子阱激光器的迅速发展,对与之匹配的电光调制器件的需要也日趋紧迫. 虽然利用多量子阱的量子受限 Stark 效应也可以在 InGaAs/GaAs 多量子阱中实现吸收边的电光调制,但是所需驱动电压高,调制幅度小且能量损耗大. 与之相比,在 InGaAs/GaAs 超晶格中实验 Wannier-Stark 效应,可以在很低的驱动电压下实现吸收边大的调制. 因而研究 InGaAs/GaAs 超晶格中的 Wannier-Stark 局域化效应有着重要的实际意义.

我们利用 100 周期  $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$  应变层超晶格,在室温及低温下观察到了 Wannier-Stark 局域化,详细讨论了 Stark ladder 激子跃迁峰位置及强度随外加偏压的变化,并与理论计算<sup>[11]</sup>作了比较,二者符合得很好. 我们的结果表明,少量失配位错的存在并不妨碍我们观察到 Wannier-Stark 局域化,吸收边在电场下大的“蓝移”,表明可以利用其制作  $0.98\mu m$  波长范围的电光调制器及自电光双稳器件.

## 2. 实 验

我们所研究的样品是 100 周期不掺杂的  $GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As$  超晶格, $GaAs$  和  $In_{0.2}Ga_{0.8}As$  层厚分别为  $40\text{ \AA}$ . 超晶格被夹在两个  $0.5\mu m$  厚的  $GaAs$  层之间,顶层  $GaAs$  为  $p^+$ 型,下面靠近衬底的  $GaAs$  层为  $n^+$ 型,两层掺杂浓度均为  $5.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$  以上. 这种  $p-i-n$  结构用 MBE 外延生长在  $n$  型(100)  $GaAs$  衬底上,再通过制备欧姆接触制成  $150\mu m \times 150\mu m$  的光二极管,以便于作光电流谱测量. 外加偏压加在  $p^+$  和  $n^+$  电极之间,从而在  $i$  区产生一个均匀的电场  $F$ ,  $F \approx |V - V_b|/W$ ,  $V_b$  是  $p-i-n$  结的内建电压( $V_b \approx 1.4V$ ),  $V$  是外加偏压,  $W$  是  $i$  区总厚度( $W = 0.8\mu m$ ). 光电流谱测量在  $10-300K$  温度范围内进行,利用碘钨灯发出的光通过  $0.25m$  的光栅单色仪分光后,经斩波照在  $p-i-n$  管的窗口上,产生的光电流信号经取样电阻变成电压信号,通过锁相放大器放大,由计算机控制采集数据. 光电流谱是测量电吸收光谱有效的间接方法. 在  $\alpha W \ll 1$  条件下( $\alpha$  为吸收系数),光电流谱与吸收谱有相似的线形.

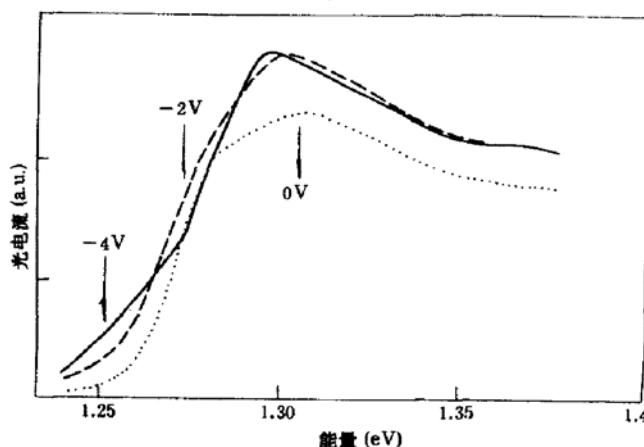


图 1 室温不同偏压下的光电流谱

## 3. 结果和讨论

图 1 是室温下  $p-i-n$  二极管在不同偏压下的光电流谱. 当外加偏压由  $0V$  经  $-2.0V$  变至  $-4.0V$  时,光电流谱明显地表现出超晶格电子态的场致 Wannier-Stark 局域化效应. 当外加偏压为  $0V$  时,在  $1.282\text{ eV}, 1.296\text{ eV}, 1.309\text{ eV}$  处有三个较弱的结构,其中  $1.296\text{ eV}$  处的结构随着外加负偏压的增大,强度变得越来越强,但能量位置基本上不变化. 显然,这一结构对应着实空间中竖直的激子跃迁(即  $0h$ ,

此处数字表示(1)式中的  $n, h$  表示重空穴).  $0h$  低能侧 1.282eV 处的结构随外加负偏压的增大, 强度变得越来越弱, 能级位置按  $-eFd$  向低能侧移动, 因而为  $-1h$  跃迁.  $0h$  高能侧 1.309eV 处的结构随负偏压增大, 强度减小, 能量位置按  $+eFd$  向高能侧移动, 显然这对应着  $+1h$  跃迁. 与 GaAlAs/GaAs 系统<sup>[6]</sup>不同, InGaAs/GaAs 系统由于应变效应导致价带顶轻重空穴简并解除, 轻空穴相对重空穴向高能侧移动, 因而对  $+1h$  跃迁的指认不象 GaAlAs/GaAs 中那样受到  $0l$  跃迁的干扰. 由于  $-1h$  跃迁与  $+1h$  跃迁在零偏时能量相差 27meV, 对应着  $2eFd$ , 由此估算电场为  $1.68 \times 10^4 \text{ V/cm}$ , 这与样品的内建电场  $1.75 \times 10^4 \text{ V/cm}$  非常符合, 证明我们以上的指认是合理的. 图 2 是 10K 时光电流随外加偏压变化的情形. 低温下, 光电流谱谱形随偏压变化基本上与室温情形一致, 差别仅仅表现在  $0h$  激子峰变锐, 半宽度减小. 另外,  $-1h$  和  $+1h$  激子强度室温及 10K 时变化不大.

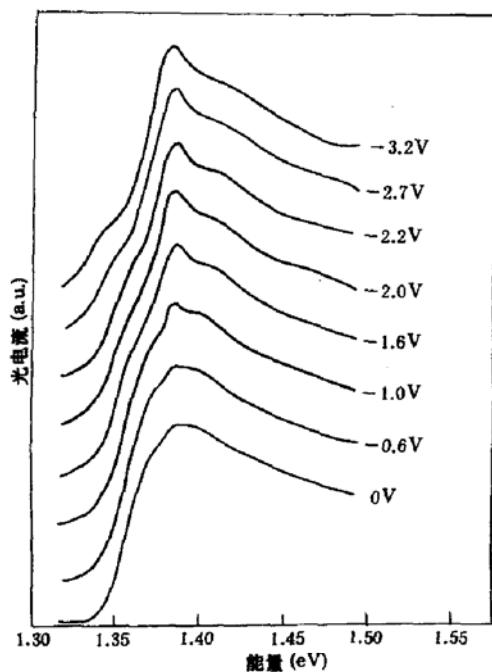


图 2 10K 下不同偏压时光电流谱  
基线已作平移

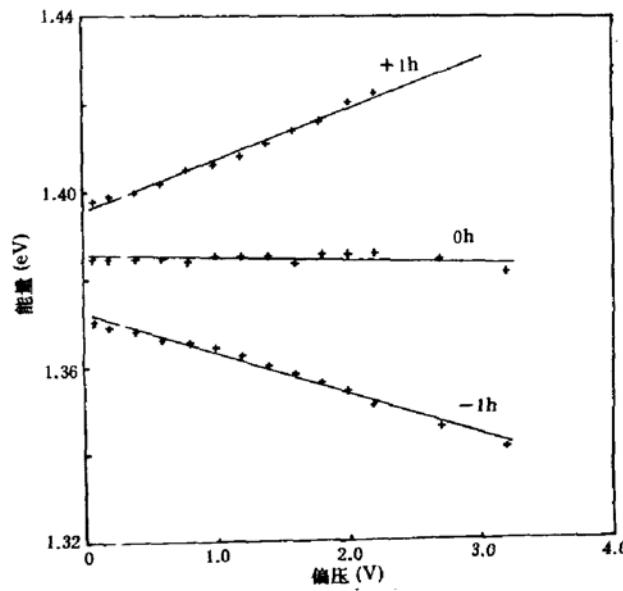


图 3 10K 下  $0h$ ,  $\pm 1h$  跃迁能量位置随电场变化关系

图 3 是反映 10K 时光电流谱激子峰位置随外加偏压变化的扇形图. 三条曲线分别反映的是  $-1h$ 、 $0h$ 、和  $+1h$  激子能量位置随电场的变化.  $-1h$  曲线随电场变化满足  $-eFd$  的关系,  $+1h$  曲线满足  $+eFd$  关系, 拟合出来的  $F$  满足  $F = |V - V_b|/W$  关系.  $0h$  曲线的斜率很小, 只是在偏压为  $-3.0\text{V}$  以上时稍稍有些红移. 这是由于量子受限 Stark 效应和  $0h$  激子由  $3D$  向  $2D$  的场致转变导致的激子束缚能增强共同引起的. 这个扇形图进一步证明了电子微带在电场下分裂出等间距的 Stark ladder.

根据单带紧束缚分析<sup>[11]</sup>, 我们讨论了光电流谱中激子峰强度随外加电场的变化, 得出电子空穴的交叠积分为  $\Gamma_V = J_V^2(2/f)$ , 其中  $J_V^2(x)$  为  $V$  阶贝塞尔函数,  $V$  为整数;  $f = 4eFd/\Delta$ . (这里忽略了重空穴微带宽度). 我们知道, 激子跃迁强度正比于电子空穴的交叠积分. 我们利用 Kronig-Penny 模型计算得出平带下我们的样品中电子微带宽度  $\Delta \approx 58\text{meV}$  (周期  $d = 80\text{\AA}$ ). 图 4 是  $0h$ ,  $\pm 1h$ ,  $\pm 2h$  跃迁的电子空穴的交迭积分随电场变化曲线, 即  $0h$ ,  $\pm 1h$ ,  $\pm 2h$  激子跃迁强度随电场变化关系. 当外加偏压为  $0\text{V}$  时, i 区电场仅为

内建电场,此时  $x=2/f \approx 2.10$ . 由图 4 可见,  $x=2.10$  时,  $\pm 1h$  激子的交叠积分大于  $0h$  激子的交叠积分,说明在吸收光谱中  $0h$  激子将表现出较弱的共振. 这与图 1、图 2 中偏压为 0V 时的光电流谱形  $0h$  激子较弱是一致的. 随着负偏压增大, 电场增强,  $f$  将变大,  $x$  将减小, 由图 4 知,  $\pm 1h$  激子跃迁强度将随之减小, 而  $0h$  激子跃迁强度将显著增强. 当  $f=2$ ,  $x=2/f=1$ , 即  $F=3.75 \times 10^4 \text{ V/cm}$  时,  $0h$  激子峰将明显强于  $\pm 1h$  激子峰, 这时对应外加偏压为  $-1.6 \text{ V}$ . 这与图 2 的实验结果符合得很好. 当外加偏压进一步增大, 只有  $0h$  激子具有很强的跃迁强度, 而  $\pm 1h$  激子跃迁强度急剧减小, 这一点理论和实验结果也很符合.

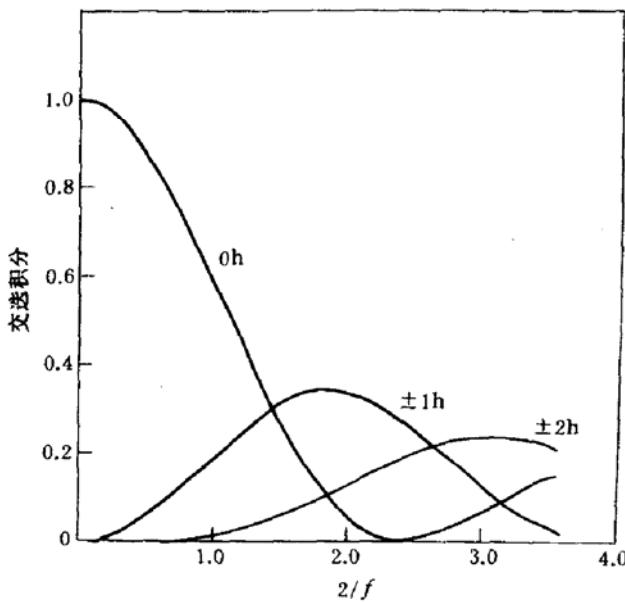


图 4  $0h, \pm 1h, \pm 2h$  激子跃迁强度随电场变化关系.

$$f = 4eFd/\Delta_e$$

我们的实验结果表明, Wannier-Stark 效应导致吸收边大的蓝移. 由图 1 可见, 在  $1.277 \text{ eV}$  能量附近, 电场导致光电流减小, 这一方面说明  $1.277 \text{ eV}$  附近是一个负微分电阻区, 可以在这一区域实验自电光双稳器件, 另一方面说明电场增强导致光吸收减小, 利用这一效应可以制作所谓的 normally-off 电光调制器<sup>[12]</sup>. 此外, 在  $1.250 \text{ eV}$  附近 ( $0.98 \mu\text{m}$ ), 电场致光吸收的变化为正值, 且  $\Delta\alpha/\alpha_0$  比较大. 因此在这一波长范围 ( $0.98 \mu\text{m}$ ) 可以实现低驱动电压、高对比度的电光调制<sup>[12]</sup>, 利用这一调制制作的波导型器件, 可以与 InGaAs 激光器单片集成, 有着广泛的应用前景.

最后, 我们注意到样品超晶格区总厚度为  $0.8 \mu\text{m}$ , 远远超出理论预言<sup>[10]</sup>的临界厚度, 因此在缓冲层与超晶格区界面处将存在着失配位错. 由于应变层超晶格本身具有阻挡位错延伸的作用, 因而失配位错被限制在缓冲层与超晶格区界面附近, 大部分超晶格区是弹性应变和高质量的, 同时大部分的光吸收也正是在这一区域内, 因此, 失配位错并不妨碍我们观察到 Wannier-Stark 效应.

**致谢:**感谢吴荣汉教授、赵军同志和庄芳婕同志在制备二极管过程中提供的帮助.

## 参 考 文 献

- [1] J. Bleuse, G. Bastard and P. Voisin, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 220(1988).
- [2] E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2426(1988).
- [3] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert and A. Regreny, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1639 (1988).
- [4] F. Agullo-Rueda, E. E. Mendez, and J. M. Hong, *Phys. Rev.*, **B38**, 12720(1989).
- [5] I. Bar-Joseph, J. M. Kuo, R. F. Kopf, D. A. B. Miller and D. S. Chemla, *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 340 (1989).
- [6] Y. H. Zhang, Desheng Jiang, Feng Li, Junming Zhou, and Xiaobing Mei, *J. Appl. Phys.*, **72**, 3209(1992).
- [7] H. Schneider, K. Fujiwara, H. T. Grahn, K. von Klitzing and K. Ploog, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 605 (1990).
- [8] B. Soucail, N. Dupuis, R. Ferreira, P. Voisin, A. P. Roth, D. Morris, K. Gibb and C. Lacelle, *Phys.*

*Rev.*, **B41**, 8568(1990).

- [9] B. Pezeshki, D. Thomas and J. S. Harris, Jr. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 2116(1990).
- [10] E. P. O'Reilly *Semicond. Sci. Technol.*, **4**, 121(1989).
- [11] R. H. Yan, F. Laruelle and L. A. Goldren. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 2002(1989).
- [12] E. Bigan, M. Allovon, M. Carré, C. Braud, A. Carencq and P. Voisin. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 214(1992).

## Wannier-Stark Effects in InGaAs/GaAs Short-Period Strained Superlattices

Liu Wei<sup>a,b</sup>, Zhang Yaohui<sup>a</sup>, Jiang Desheng<sup>a</sup>, Wang Ruozhen<sup>b</sup>  
Zhou Junming<sup>c</sup> and Mei Xiaobing<sup>c</sup>

*a* National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing 100083

*b* Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 1000275

*c* Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080

(Received 26 November 1992; revised manuscript received 3 March 1993)

### Abstract

Photocurrent spectra in the temperature range of 10-300K have been made to investigate Wannier-Stark localization effects in  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$  short-period strained superlattices. At room and low temperature we have both observed the field-induced "blue shift" of the absorption edge, and discussed the variations of the energies and strengths of the Stark-ladder excitonic transitions with electric field. The experimental results show that electro-optical modulation devices performed at wavelength of about 9800 Å can be made by using Wannier-Stark localization effect in  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$  superlattices.

**PACC:** 7135, 7150, 7125, 7240