

弱耦合 GaAs/AlGaAs/InGaAs 双势阱隧穿结构的 磁隧穿特性研究*

周远明 俞国林[†] 高矿红 林 铁 郭少令 褚君浩 戴 宁

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

(2009 年 9 月 25 日收到; 2009 年 12 月 24 日收到修改稿)

研究了低温(1.5 K)条件下弱耦合 GaAs/AlGaAs/InGaAs 双势阱结构的纵向磁隧穿特性. 研究表明, 器件在零偏压下处于共振状态. 通过分析不同偏压下的磁电导振荡曲线, 可以得到双量子阱中的基态束缚能级随偏压的变化规律, 从而可以确定隧穿电流峰对应的隧穿机制. 所得结果可为弱耦合双量子点器件的制备提供基础.

关键词: 双量子阱, 隧穿结构, 磁电导振荡

PACC: 7335C, 7220M, 7360L

1. 引 言

1973 年, Tsu 和 Esaki^[1]对有限超晶格中电子的隧穿行为进行了初步的探索, 此后掀起了共振隧穿结构的研究热潮. 这种结构具有负微分电阻(NDR)特性, 有望应用于高速光电器件中, 例如微波振荡器、高速开关等. 近年来, 科研工作者在少电子量子点(few-electron quantum dot)器件中观察到很多常规隧穿结构所没有的现象^[2-4], 因而受到了人们的广泛关注. 1996 年, 文献[5, 6]提出了单电子隧穿器件的基本结构, 通过改变栅压可以精确地控制量子点中的电子数量. 同年, Tarucha 等^[7]在单量子点器件中观察到类似于原子的电子壳层结构以及遵守洪特定则的电子自旋排列. 在这些器件中, 电子电荷间的相互作用导致明显的库仑堵塞效应^[7]. 1997 年, Kouwenhoven 等^[8]通过激发谱观察到单粒子态的交叉以及自旋单态向三重态的转变. 2000 年, Sasaki 等^[9]在包含奇数个电子的量子点中观察到 Kondo 关联效应. 随后, Ono 等^[10]在弱耦合的垂直双量子点器件中观察到与文献[11]类似的泡利自旋堵塞效应以及由此引发的整流效应. 这些现象为自旋的测量提供了有效的途径.

通过弱耦合的 GaAs/AlGaAs/InGaAs 垂直双量子点器件, 可以构建一个类双原子分子模型^[10]. 这种器件最显著的特点是量子阱材料的禁带宽度小于接触层材料的禁带宽度, 当偏压 $V_b = 0$ 时量子点中有电子积累, 通过外加一定的负栅压可以将多余的电子赶出量子点区域, 这为单电子量子点器件的实现提供了非常好的模型^[2]. 而在制备亚微米尺寸的量子点器件之前, 我们有必要先对较大尺寸的量子阱器件进行详细的检测, 以确保器件符合设计要求. 基于这个目的, 本文对较大尺寸(直径为 75 μm)的 GaAs/AlGaAs/InGaAs 双势阱器件进行了电学性能的测量. 通过分析零磁场下的隧穿电流随偏压的变化曲线, 发现器件在零偏压下处于共振状态, 这表明量子阱中存在电子的积累, 与自洽计算的结果一致. 而后, 我们对不同偏压下的磁电导振荡曲线进行了分析, 得到量子阱中的束缚能级随偏压的变化规律, 进而对隧穿机制进行了深入的探讨.

2. 样品结构和实验

GaAs/AlGaAs/InGaAs 双势阱隧穿器件的结构参数如表 1 所列. 样品是在分子束外延系统(MBE)上生长的, 以 Si 掺杂的 GaAs(100)为衬底. 电子隧

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2007CB924901)、上海市科学技术委员会基础研究重点项目(批准号:07JC14059, 09JC1415700)和人事部留学回国人员科研基金资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn

穿区域由厚度为 3 nm 的 GaAs, 厚度为 8.5 nm 的 $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$, 厚度为 12 nm 的 $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$, 厚度为 8.5 nm 的 $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$, 厚度为 12 nm 的 $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$, 厚度为 8.5 nm 的 $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$, 以及厚度为 3 nm 的 GaAs 组成. 直径为 75 μm 的器件由标准的光刻和湿法刻蚀技术制备而成. 表面重掺杂有利于形成良好的欧姆接触, 电极材料采用 NiGe/Au 合金. 在整个测试过程中, 系统温度保持在 1.5 K, 磁感应强度 B 平行于隧穿电流方向, 在 0—14.8 T 之间变化. 通过改进的交流电桥^[12], 运用标准的锁相放大技术(交流电压为 1 mV), 我们可以同时测量隧穿电流 I 以及微分电导 dI/dV_b 随偏压的变化曲线. 正向隧穿电流(即正向偏压方向)定义为从衬底指向器件表面方向.

表 1 GaAs/AlGaAs/InGaAs 双势阱隧穿器件的结构参数(最底层为衬底)

厚度/nm	组 分	掺杂浓度/ 10^{17} cm^{-3}
2.5	GaAs:Si($\times 10$)	20.0
17.5	GaAs:Si	20.0
180.0	GaAs:Si	2.0
150.0	GaAs:Si	1.4
70.0	GaAs:Si	1.2
3.0	GaAs	
8.5	$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	
12.0	$\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$	
8.5	$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	
12.0	$\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$	
8.5	$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	
3.0	GaAs	
70.0	GaAs:Si	1.2
150.0	GaAs:Si	1.4
180.0	GaAs:Si	2.0
500.0	GaAs:Si	20.0

3. 结果和讨论

图 1 为零磁场下测量得到的隧穿电流随偏压的变化曲线. 由于正、负偏压下测量的结果差别不大, 为简单起见, 我们只针对正偏压下的结果进行讨论(尽管正、负偏压下测量的结果并不完全对称, 但不影响本文讨论的内容). 从图 1 可以看出, 当偏压 $V_b = 0$ 时, 曲线的斜率(即电导)不为零. 而对于传统的 GaAs/AlGaAs/GaAs 隧穿结构, 零偏压条件下的

电导等于零, 必须外加一定的偏压才能产生明显的隧穿电流^[13,14]. 从图 1 还可以看出, 偏压的增大使隧穿电流迅速上升, 当 $V_b = 27 \text{ mV}$ 时, 隧穿电流达到极大值 54 μA (此电流峰称为 A 峰), 随着偏压的进一步增大, 器件进入 NDR 区域. 在 NDR 区域, 我们始终没有观察到隧穿电流的振荡效应^[15]. 这表明在测试过程中, 器件处于一个比较稳定的状态. 在测量的偏压范围内, 还存在另外两个隧穿电流峰, 即 B 峰和 C 峰, 这两个峰分别位于 $V_b = 100 \text{ mV}$ 和 $V_b = 136 \text{ mV}$.

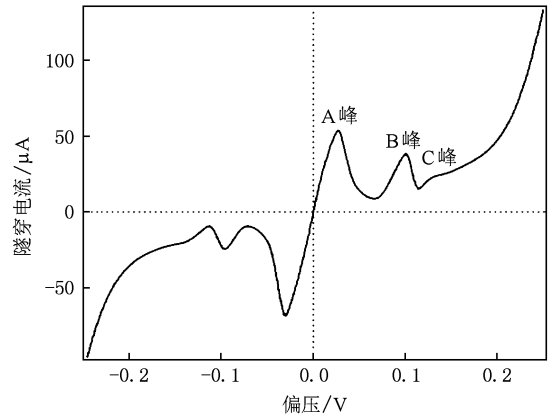


图 1 零磁场下的隧穿电流随偏压的变化

通过自洽求解薛定谔方程和泊松方程, 同时考虑到能带弯曲效应, 我们可以得到器件在平衡条件下的导带轮廓以及量子阱中各束缚能级的位置, 如图 2 所示. 量子阱中的基态束缚能级位于费米能级 E_F 以下约 3.5 meV. 电子浓度与束缚能级之间满足下列关系式^[16,17]:

$$E_F - E_i = \frac{\pi \hbar^2 n_i}{m^*}, \quad (1)$$

其中 E_i 和 n_i 分别为第 i 个子带的能级位置和电子浓度, $m^* = 0.065m_e$ 为量子阱中电子的有效质量. 根据关系式(1), 我们可以估算出量子阱中积累的电子浓度为 $9.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. 这是容易理解的, 相对发射极材料 GaAs 而言, InGaAs 量子阱的禁带宽度窄了约 53 meV. 在零偏压条件下, 为了达到平衡状态, 电子必须从 Si 掺杂的 GaAs 发射极流向 InGaAs 量子阱中, 从而在量子阱中产生了电子积累^[18,19]. 由于基态束缚能级位于 GaAs 发射极的费米能级和导带底能级 E_c 之间, 器件处于共振状态, 这直接表现为零偏压附近观察到的非零电导(图 1). 另外, 从图 2 还可以看出, 量子阱的基态和第一激发态的

能级没有发生明显的分裂(因为分裂能太小,分别为 0.1 和 0.6 meV),这说明不同量子阱中基态和第一激发态的电子波函数之间耦合较弱,我们的器件是一个弱耦合的双势阱系统;而对于第二激发态的能级,可观察到明显的分裂(分裂能为 5.0 meV),此时电子波函数受到势垒的限制较弱,波函数向中间势垒层的渗透较强,导致电子波函数之间的耦合较强而形成对称态与反对称态。

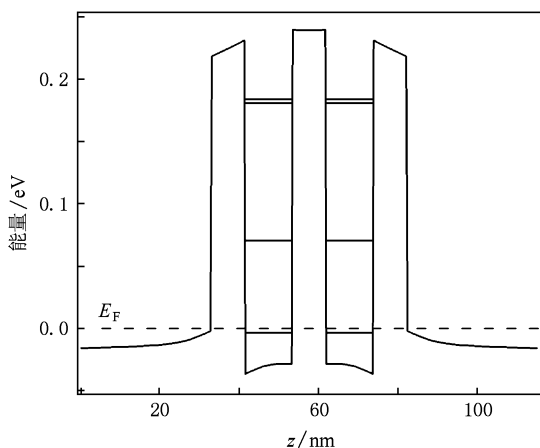


图 2 导带轮廓和束缚能级位置

对于双势阱隧穿器件,通过 Landau 扇形图(根据不同磁场下测量的 $I-V_b$ 曲线绘制)难以准确判断各隧穿电流峰对应的隧穿机制,因而我们从另一个角度寻求突破. 图 3 为不同偏压下的磁电导振荡曲线. 在平行于隧穿电流的磁场下,量子阱中的束缚能级发生 Landau 分裂,随着磁感应强度的增大,这些 Landau 子能级陆续穿过发射极费米能级,从而导致了电导的振荡,并以 $f = [\Delta(1/B)]^{-1}$ 为振荡频率^[20, 21]. 由于发射极具有较高的掺杂浓度($1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$),并且发射极与势垒层之间的空间层很薄(3 nm),我们认为在整个偏压范围(-0.25—0.25 V)内,发射极表现出三维特性,即当磁感应强度不为零时,发射极的导带能级依然是连续的. 根据振荡频率,同时考虑到隧穿过程中可能发生的声子散射(能量损失),可以得到 E_F 与 E_i 之间的关系式^[20, 21],即

$$E_F - E_i(-\hbar\omega_{LO}) = \frac{e\hbar f}{m^*}, \quad (2)$$

其中 $\hbar\omega_{LO}$ 为纵光学声子的能量. 在某些偏压下(例如 $V_b = 230 \text{ mV}$),可以非常明显地观察到两种频率的振荡. 利用(2)式,我们可以得到能量 $E_F - E_i(-\hbar\omega_{LO})$ 随偏压的变化规律,结果如图 4 所示.

从图 4 可以观察到,在零偏压条件下,量子阱基态束缚能级位于 E_F 下约 1.8 meV,略小于自洽计算的结果(3.5 meV),这是由于材料受到具体生长系统和生长过程影响的缘故^[19],例如量子阱中 In 的含量低于 5%,量子阱的厚度小于设计值等.

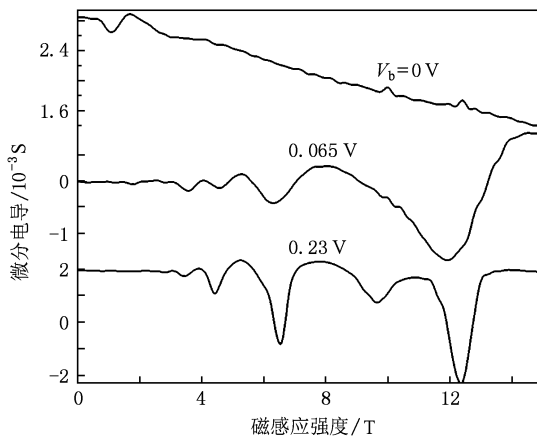


图 3 不同偏压下的磁电导振荡曲线

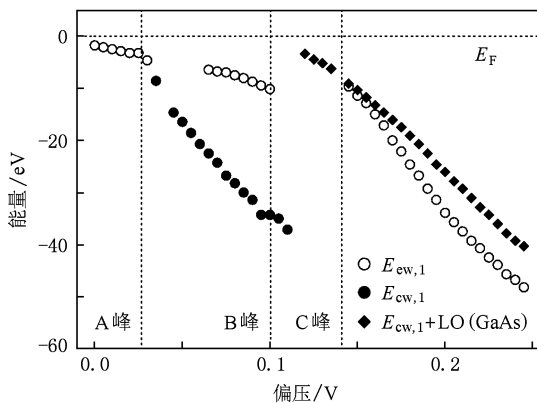


图 4 量子阱束缚能级随偏压的变化

图 4 中的空心圆代表第一个量子阱(靠近发射极,表示为 EW)的基态束缚能级 $E_{ew,1}$,而实心圆代表第二个量子阱(靠近集电极,表示为 CW)的基态束缚能级 $E_{cw,1}$,实心菱形代表考虑电子-声子散射后的等效能级位置 $E_{cw,1} + \text{LO}(\text{GaAs})$. 为了便于讨论,图 4 同时标出了零磁场下三个隧穿电流峰(A 峰、B 峰和 C 峰)对应的偏压位置. 对两个量子阱中束缚能级随偏压的变化规律进行分析,可以确定隧穿电流峰对应的隧穿机制. A 峰对应于电子从发射极隧穿到第一个量子阱的基态 $E_{ew,1}$,紧接着隧穿到第二个量子阱的基态 $E_{cw,1}$,然后隧穿到集电极,如图 5 (a)所示. 此时,量子阱基态能级位于费米能级下约

4 meV. B 峰对应于电子从发射极隧穿到第一个量子阱的基态 $E_{ew,1}$, 然后直接隧穿到集电极, 如图 5 (b) 所示. 在这个过程中, 第二个量子阱的基态位于第一个量子阱的基态下面约 24 meV, 因而第二个量子阱与其两侧的势垒共同构成一个宽的势垒, 阻碍了电子的隧穿运动. 另外, $E_{ew,1}$ 位于费米能级下约 10 meV, 接近发射极的导带底能级位置 (自洽计算结果表明其位于费米能级下约 13 meV), 从而电子供应函数较 A 峰大. 根据顺序隧穿模型, 某一偏压下的隧穿电流密度 J 可以通过稳态下的自由电子模型来计算^[15]. 在低温下, J 可以表示为

$$J = e \int_0^{\infty} T_1 N(E_{//}) dE_{//}, \quad (3)$$

其中 T_1 为势垒的透射系数, $E_{//} = \frac{\hbar^2}{2m^*} k_{//}^2$ ($k_{//}$ 为电子

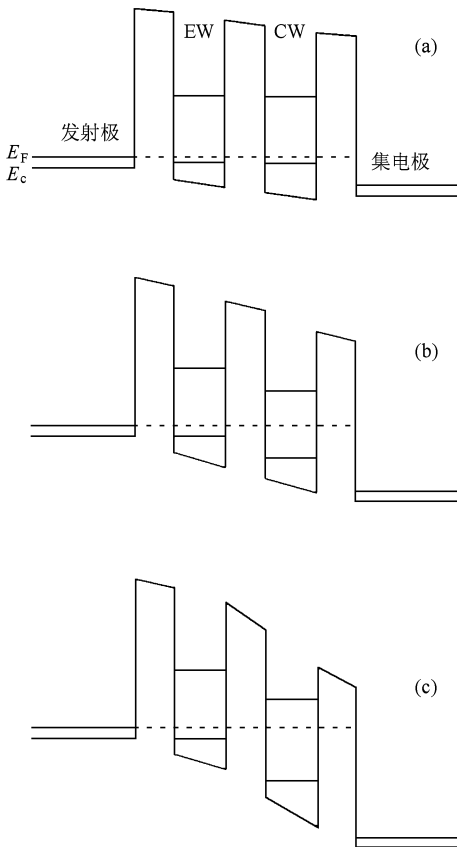


图 5 隧穿电流 A 峰、B 峰和 C 峰分别对应的导带轮廓示意图 (未考虑能带弯曲效应) (a) A 峰对应的导带轮廓, (b) B 峰对应的导带轮廓, (c) C 峰对应的导带轮廓

波矢的平行分量), $N(E_{//})$ 为电子供应函数. B 峰对应的电子总供应函数较 A 峰大, 而此时电子从第一个阱隧穿到集电极需要穿过较宽的势垒, 导致 B 峰对应的隧穿系数较小. 上述两种机制的相互竞争导致 B 峰对应的隧穿电流较 A 峰弱.

C 峰对应于电子从发射极隧穿到第一个量子阱的基态 $E_{ew,1}$, 紧接着隧穿到第二个量子阱的基态 $E_{ew,1}$, 同时发射一个纵光学声子, 然后隧穿到集电极, 如图 5 (c) 所示. 此时两个量子阱基态能级之间的能量差约为 34 meV, 与文献[22]报道的 GaAs 纵光学声子能量 (34.7 meV) 一致, 因此我们认为这个过程中发射的声子为 GaAs 纵光学声子. 另外, 从图 5 还可以观察到, B 峰和 C 峰对应的 $E_{ew,1}$ 位置基本不变, 即出现了所谓的能级钉扎效应^[18], 尽管由于振荡信号微弱而导致在 B 峰和 C 峰之间的偏压位置难以准确判断 $E_{ew,1}$ 能级的位置. 在这个过程中, 电子在第一个量子阱中逐渐积累, 导致偏压主要分布在第二个量子阱及其两侧的势垒中, 最终表现为 $E_{ew,1}$ 基本上不随偏压移动.

4. 结 论

本文研究了低温条件下弱耦合 GaAs/AlGaAs/InGaAs 双势阱器件的纵向磁隧穿特性. 零磁场下的 $I-V_b$ 曲线表明器件在零偏压时处于共振状态. 这是由于 InGaAs 量子阱的禁带宽度小于发射极 GaAs 材料的禁带宽度, 从而使电子从发射极流向量子阱而导致电子在阱中积累. 这与自洽求解薛定谔方程和泊松方程得到的结果一致. 通过对不同偏压下的磁电导振荡曲线进行分析, 得到量子阱中的基态束缚能级随偏压的变化规律, 进而可以确定各隧穿电流峰对应的隧穿机制. 较低偏压下出现的两个隧穿电流峰可以用顺序隧穿的模型来解释, 隧穿过程中并不伴随有电子能量的损失 (即纵光学声子的发射), 而第三个隧穿电流峰伴随有 GaAs 纵光学声子的发射.

感谢加拿大国家研究院的 D. G. Austing 博士提供高质量的样品.

- [1] Tsu R, Esaki L 1973 *Appl. Phys. Lett.* **22** 562
- [2] Kouwenhoven L P, Austing D G, Tarucha S 2001 *Rep. Prog. Phys.* **64** 701
- [3] Reimann S M, Manninen M 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 1283
- [4] Hanson R, Kouwenhoven L P, Petta J R, Tarucha S, Vandersypen L M K 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 1217
- [5] Ashoori R C 1996 *Nature* **379** 413
- [6] Austing D G, Honda T, Tarucha S 1996 *Semicond. Sci. Technol.* **11** 388
- [7] Tarucha S, Austing D G, Honda T, van der Hage R J, Kouwenhoven L P 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3613
- [8] Kouwenhoven L P, Oosterkamp T H, Danoeastro M W S, Eto M, Austing D G, Honda T, Tarucha S 1997 *Science* **278** 1788
- [9] Sasaki S, De Franceschi S, Elzerman J M, van der Wiel W G, Eto M, Tarucha S, Kouwenhoven L P 2000 *Nature* **405** 764
- [10] Ono K, Austing D G, Tokura Y, Tarucha S 2002 *Science* **297** 1313
- [11] Weinmann D W, Häusler W, Kramer B 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 984
- [12] Christanell R, Smoliner J 1988 *Rev. Sci. Instrum.* **59** 8
- [13] Mendez E E, Esaki L, Wang W I 1986 *Phys. Rev. B* **33** 2893
- [14] Leadbeater M L, Alves E S, Eaves L, Henini M, Hughes O H, Celeste A, Portal J C, Hill G, Pate M A 1989 *Phys. Rev. B* **39** 3438
- [15] Goldman V J, Tsui D C, Cunningham J E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1256
- [16] Zhou W Z, Yao W, Zhu B, Qiu Z J, Guo S L, Lin T, Cui L J, Gui Y S, Chu J H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2044 (in Chinese) [周文政, 姚炜, 朱博, 仇志军, 郭少令, 林铁, 崔利杰, 桂永胜, 褚君浩 2006 物理学报 **55** 2044]
- [17] Zhou W Z, Lin T, Shang L Y, Huang Z M, Zhu B, Cui L J, Gao H L, Li D L, Guo S L, Gui Y S, Chu J H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4143 (in Chinese) [周文政, 林铁, 商丽燕, 黄志明, 朱博, 崔利杰, 高宏玲, 李冬临, 郭少令, 桂永胜, 褚君浩 2007 物理学报 **56** 4143]
- [18] Tagg W I E, White C R H, Skolnick M S, Eaves L, Emeny M T, Whitehouse C R 1993 *Phys. Rev. B* **48** 4487
- [19] Yu G, Gupta J A, Aers G C, Austing D G 2005 *Semicond. Sci. Tech.* **20** 430
- [20] Eaves L, Toombs G A, Sheard F W, Payling C A, Leadbeater M L, Alves E S, Foster T J, Simmonds P E, Henini M, Hughes O H, Portal J C, Hill G, Pate M A 1988 *Appl. Phys. Lett.* **52** 212
- [21] Smet J H, Fonstad C G, Hu Q 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 2225
- [22] Jusserand B, Sapriel J 1981 *Phys. Rev. B* **24** 7194

Magneto-tunneling effect in weakly coupled GaAs/AlGaAs/InGaAs double quantum well tunneling structure*

Zhou Yuan-Ming Yu Guo-Lin[†] Gao Kuang-Hong Lin Tie Guo Shao-Ling Chu Jun-Hao Dai Ning

(National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

(Received 25 September 2009; revised manuscript received 24 December 2009)

Abstract

We report on the magnetic tunneling properties of weakly coupled GaAs/AlGaAs/InGaAs double quantum well tunneling structure at low temperature (1.5 K) in a magnetic field applied parallel to the tunneling current. The device is in resonance at zero bias voltage. From an analysis of the oscillations in magneto-conductivity for different bias voltages, the change in ground-state energy levels in two quantum wells with the bias can be confirmed and thus the tunneling mechanism was studied. The results reported in this paper provide the basis for the successful fabrication of weakly coupled double quantum dot system.

Keywords: double quantum well, tunneling structure, oscillations in magneto-conductivity

PACC: 7335C, 7220M, 7360L

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2007CB924901), the Key Program for Basic Research of the Science and Technology Committee of Shanghai, China (Grants Nos. 07JC14059, 09JC1415700) and the Scientific Research Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars from Ministry of Personnel, China.

[†] Corresponding author. E-mail: yug@mail.sitp.ac.cn