

双量子阱中光子辅助电子自旋隧穿*

李春雷[†] 徐燕 张燕翔 叶宝生

(首都师范大学初等教育学院微尺度功能材料实验室, 北京 100048)

(2013年2月19日收到; 2013年3月5日收到修改稿)

采用单电子有效质量近似理论, Floquet 理论和传递矩阵方法, 对包含时间周期场的双量子阱中单电子的自旋隧穿特性进行了研究, 对 InP/InAs 半导体材料进行了数值计算. 重点研究了 Rashba 型和 Dresselhaus 型自旋轨道耦合、量子阱结构以及偏压对电子隧穿的影响. 这些结果可以为设计和调控半导体自旋电子器件提供一定的理论依据.

关键词: 光子辅助隧穿, 隧穿概率, 量子阱

PACS: 73.63.Hs, 73.61.Ey, 72.25.Dc

DOI: 10.7498/aps.62.107301

1 引言

最近, 以电子自旋自由度为基础的自旋电子学因其在自旋电子器件中的潜在应用价值而越来越受到物理学家的关注, 成为目前半导体物理学和电子学研究中的热点之一. 理想自旋电子器件无耗散、低能耗、高处理速度等优点被物理学家公认为是下一代电子器件的核心. 光子辅助电子隧穿也因在光学高速隧穿器件、量子探测等领域的潜在应用而备受关注. 然而, 所有这些优点的发挥都离不开对电子自旋的精确控制和对动力学特性的深入了解. 其中的关键问题首先应该是自旋极化电流的产生和运输问题. 低维量子结构中自旋相关的光学辅助电子隧穿已经成为自旋电子学和电子隧穿领域的重要研究领域^[1-4], 特别是基于 Rashba^[5,6]和 Dresselhaus^[7,8]自旋轨道耦合效应的自旋极化运输. 关于自旋极化运输的调控, 物理学家提出了很多方案, 其中主要有电场^[9]、磁场^[10]、光场调控^[1]等方法.

先进的半导体加工技术的快速发展, 使人们可以控制生长和加工多种人造低维量子结构: 如量子阱、量子线、量子点等. 其中, 双量子阱结构因其在量子信息处理和低维半导体光电器件中的

潜在应用而广受关注^[11,12]. 关于量子阱中电子的隧穿特性的研究主要是对量子阱中电场、磁场以及光场等对电子隧穿的影响的研究. Liu 等^[13]研究了对称抛物阱中磁性隧道结中的自旋输运特性; Li 等^[14]应用传递矩阵研究了外加电场对双量子阱中电子隧穿的影响, 同时考虑了自旋轨道耦合效应; Li 和 Xu^[15]以及 Zhang 等^[16,17]研究了电子在量子阱中的共振隧穿, 其中重点考虑了时间周期场对隧穿的影响.

本文采用单电子的有效质量近似理论, Floquet 理论和传递矩阵方法, 对双量子阱中的电子隧穿进行了全面的研究. 计算中主要考虑了时间周期场的作用、自旋轨道耦合以及外加电场对电子隧穿的影响. 通过数值计算得到了 Rashba 型和 Dresselhaus 型自旋轨道耦合共同存在时对电子隧穿概率的影响, 并对比了两种不同机制的自旋对隧穿的影响差异. 计算结果可以为设计和应用自旋电子器件提供物理模型和理论依据.

2 理论模型

本文研究的双量子阱结构如图 1 所示, 由 InP/InAs 半导体材料构成.

* 国家自然科学基金专项基金(批准号: 11147198)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: licl@cnu.edu.cn

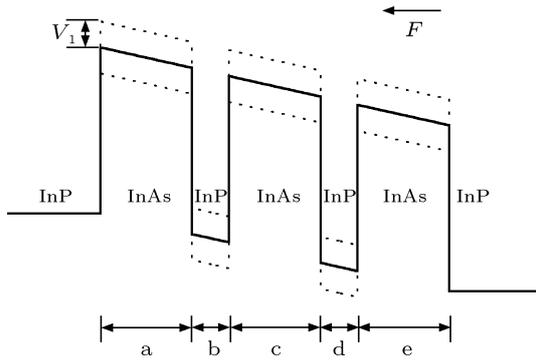


图1 双量子阱结构示意图

在双量子阱结构中, 时间周期势为

$$V(z, t) = \begin{cases} 0 & \text{(发射区和透射区)} \\ V_b + V_1 \cos(\omega t) & \text{(势垒)} \\ V_w + V_1 \cos(\omega t) & \text{(势阱)} \end{cases}, \quad (1)$$

式中 V_b 和 V_w 是静态的垒高和阱深, 同时受周期外场调控, V_1 和 ω 分别是周期场的振荡幅度和频率, 这里只研究温度足够低的情况, 电子-声子相互作用忽略. 应用单电子有效质量近似理论, 双量子阱结构中的含时 Schrödinger 方程表示为

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = \hat{H} \Psi, \quad (2)$$

其中 $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(z, t) - eFz + \hat{H}_D + \hat{H}_R$, m^* 是电子的有效质量, \hat{H}_D 和 \hat{H}_R 分别为半导体结构中自旋相关的 Dresselhaus 和 Rashba 项. 文中考虑入射电子能量远小于势垒高度的情况, 则有

$$\hat{H}_D = \gamma(\hat{\sigma}_x k_x - \hat{\sigma}_y k_y) \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (3)$$

$$\hat{H}_R = \alpha(\hat{\sigma}_x k_y - \hat{\sigma}_y k_x), \quad (4)$$

这里 γ 是自旋轨道耦合常数, $\hat{\sigma}_x$ 和 $\hat{\sigma}_y$ 是泡利矩阵, 式中的 x, y, z 分别对应立方晶轴 $[100], [010], [001]$. 令 $\Psi = \varphi(z, t)\chi_{\pm}$, 其中 χ_{\pm} 是自旋波函数为

$$\chi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \mp e^{-i\phi} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

自旋波函数表示自旋极化的电子态, (5) 式中的 ϕ 是波矢在 xy 平面的极角. 在自旋空间哈密顿算符 \hat{H} 可以约化为

$$\hat{H}_{\pm} = \frac{\hbar^2}{2m_{\pm}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} + V_{\text{eff}}(z, t), \quad (6)$$

上式中 $m_{\pm} = m^* \left(1 \pm \gamma \frac{2m^* k_{\parallel}}{\hbar^2}\right)^{-1}$ 是自旋电子的修正质量, 它依赖于自旋轨道耦合常数 γ , 平面波矢

k_{\parallel} 以及电子的自旋方向, $V_{\text{eff}}(z, t)$ 是时间周期函数. 根据 Floquet 理论^[18], 方程 (2) 的波函数中的 $\varphi(z, t)$ 有如下形式的解:

$$\varphi(z, t) = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(e^{ik_0^{\pm} z - iE_0 t/\hbar} + r_n^{\pm} e^{-ik_{en}^{\pm} z - iE_n t/\hbar} \right) & \text{(发射区)} \\ \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} \left(A_m^{\pm} e^{iq_m^{\pm} z} + B_m^{\pm} e^{-iq_m^{\pm} z} \right) & \text{(双量子阱内)} \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(t_n^{\pm} e^{-ik_{cn}^{\pm} z - iE_n t/\hbar} \right) & \text{(透射区)} \end{cases} \times J_{n-m} \left(\frac{V_1}{\hbar\omega} \right) e^{-iE_n t/\hbar}, \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} k_0^{\pm} &= \sqrt{(2m_{\pm} E_0/\hbar^2)}, \\ k_{en}^{\pm} &= \sqrt{2m_{\pm} (E_0 \pm \alpha k_{\parallel} + n\hbar\omega)/\hbar^2}, \\ q_m^{\pm} &= \sqrt{2m_{\pm} (E_0 \pm \alpha k_{\parallel} + m\hbar\omega - V_{b/w} + eFz)/\hbar^2}, \\ k_{cn}^{\pm} &= \sqrt{2m_{\pm} (E_0 \pm \alpha k_{\parallel} + n\hbar\omega + eFl)/\hbar^2}, \end{aligned}$$

l 是双量子阱总尺度, E_0 是入射电子的能量, $J_{n-m}(V_1/\hbar\omega)$ 是第一类 $n-m$ 阶 Bessel 函数, n 和 m 是 Floquet 边带指标, 取值只能为整数. 由 $\varphi(z, t)$ 与 $\frac{1}{m^*} \frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial z}$ 在各边界处的连续性要求, 利用传递矩阵方法得到电子自旋极化隧穿的透射概率和自旋极化率分别为

$$T^{\pm} = \sum_{n=-N}^N \frac{k_{cn}^{\pm}}{k_{e0}^{\pm}} |t_n^{\pm}|^2, \quad (8)$$

$$P = \frac{T^+ - T^-}{T^+ + T^-}. \quad (9)$$

3 数值结果与讨论

本文对单电子通过有外加周期场的 InP/InAs 型半导体异质结量子阱时的隧穿概率以及由自旋轨道耦合引起的自旋极化率进行了数值计算, 得到了很多有意义的结论. 双量子阱结构如图 1 所示. 在数值计算中, 如没有特别说明, 选取参数为 $k_{\parallel} = 2.0 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$, $a = e = 5 \text{ nm}$, $b = d = 2 \text{ nm}$, $V_b = 0.32 \text{ eV}$, $V_w = 0$, $V_1 = \hbar\omega = 0.015 \text{ eV}$. InP 材料参数^[19]为 $m_1^*/m_e = 0.081$, $\gamma = 8 \text{ eV} \cdot \text{\AA}^{-3}$, InAs 参数为 $m_2^*/m_e = 0.023$, $\gamma = 130 \text{ eV} \cdot \text{\AA}^{-3}$, $\alpha = 1.01 \text{ eV} \cdot \text{\AA}^{-1}$.

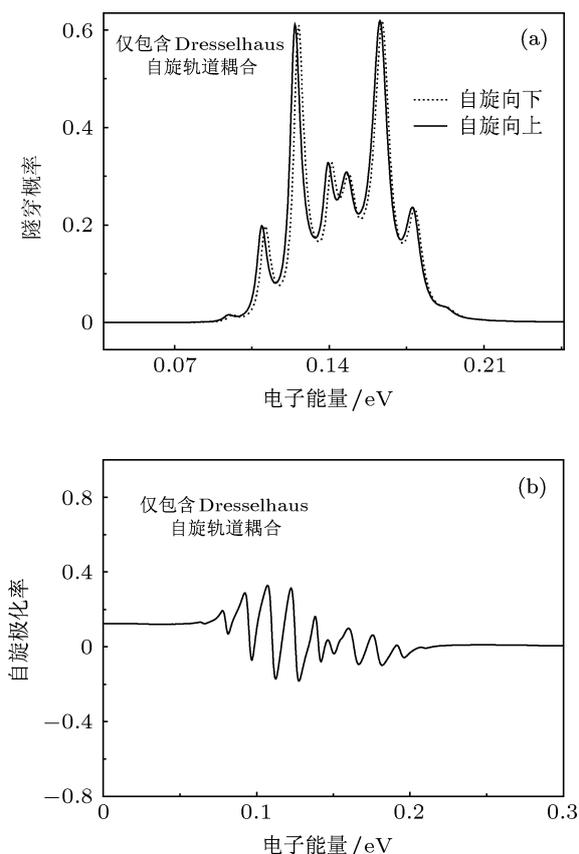


图2 双量子阱中隧穿概率 (a) 和自旋极化率 (b) 随电子能量的变化 (仅考虑 Dresselhaus 自旋轨道耦合)

为了更清晰地区分不同类型的自旋耦合项对电子隧穿的影响, 图 2 给出了双量子阱结构中的仅包含 Dresselhaus 自旋轨道耦合效应的电子隧穿概率和自旋极化率随电子能量的变化关系, 其中 $c = 5 \text{ nm}$. 从图中可以很清楚地看到由于周期势场的影响, 在两个主透射峰 (分别位于 0.125 eV 和 0.163 eV) 两侧出现了二级可见的卫星峰, 卫星峰和主透射峰间隔为 $\hbar\omega$ (0.015 eV) 的整数倍. 出现卫星峰的原因是: 电子在隧穿通过双量子阱结构过程中与周期势场相互作用产生的光子辅助透射, 即隧穿过程伴随光子的吸收或发射. 图 2(a) 中实线和点线分别对应自旋向上和向下的情形. 对比自旋向上和自旋向下的隧穿概率可以看到, 自旋向上和自旋向下的电子分别出现了红移和蓝移, 但是两者的差异很小. 图 2(b) 给出了自旋极化率随电子能量的变化关系. 从中可以看出, 由于时间周期场和自旋轨道耦合的共同作用, 自旋极化率呈现出准周期振荡. 因此含时间周期势的电子自旋隧穿概率和自旋极化率可以通过控制外加周期场的振幅 V_1 , 频率 ω , 入射电子能量进行控制. 这个属性可以被用来作为

实现自旋过滤器的基础.

图 3 进一步讨论了仅包含 Rashba 自旋轨道耦合效应时, 电子的隧穿概率和自旋极化率随电子能量的变化关系. 图 3(a) 中实线和点线分别对应自旋向上和向下的情形. 与图 2(a) 对比, 这里自旋向上和向下的隧穿概率呈现出了明显的不同, 不同自旋的两个主透射峰的距离分别是 $0.1305\text{—}0.1200 \text{ eV}$ 和 $0.1674\text{—}0.1587 \text{ eV}$. 图 3(b) 与图 2(b) 中的自旋极化率也呈现出很大的区别. 图 3(b) 中自旋极化率不再是较规则的准周期形式. 从图可以看出, 相对 Dresselhaus 自旋轨道耦合, 利用 Rashba 自旋轨道耦合更能得到理想的自旋流.

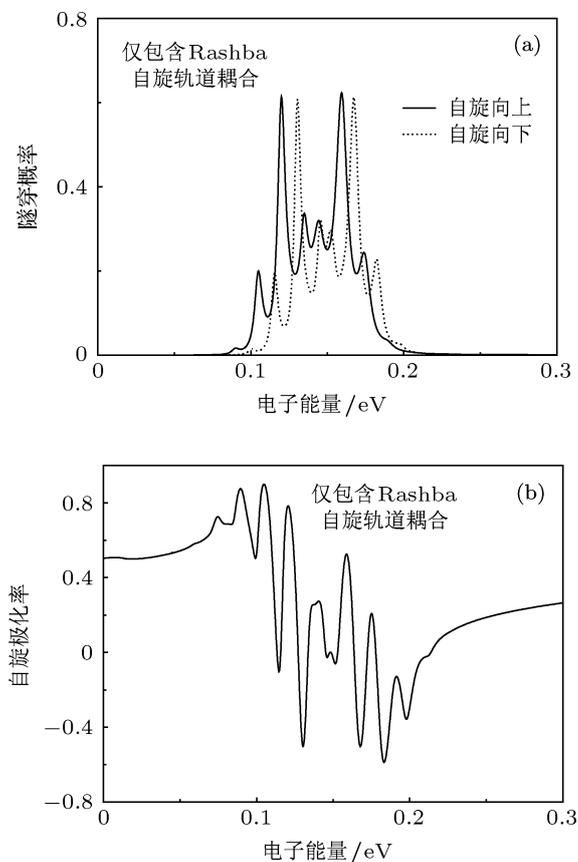


图3 双量子阱中隧穿概率 (a) 和自旋极化率 (b) 随电子能量的变化 (仅考虑 Rashba 自旋轨道耦合)

为了研究的完备性, 图 4 给出了同时包含 Rashba 和 Dresselhaus 自旋轨道耦合时, 光子辅助电子的隧穿概率和自旋极化率随电子能量的变化关系. 因为 Dresselhaus 自旋轨道项对自旋隧穿影响较小, 因此图 4 的图像和图 3 的情形基本相似, 即在文中选取的结构参数下, 对自旋起主导因素的是 Rashba 自旋轨道耦合项. 同时这也启示我们可以通过控制双量子阱的材料参数来控制电子的不同机

制的自旋隧穿.

以上主要分析了不同机制的自旋轨道耦合对双量子阱中光子辅助电子隧穿的影响差异, 接下来进一步讨论双量子阱的结构和外加偏压对电子自旋隧穿的影响.

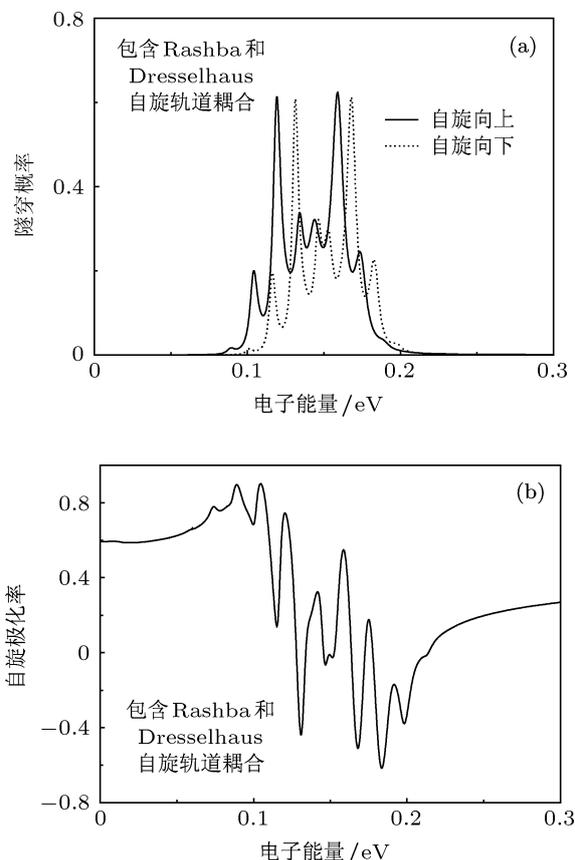


图4 双量子阱中隧穿概率 (a) 和自旋极化率 (b) 随电子能量的变化 (同时考虑 Rashba 和 Dresselhaus 自旋轨道耦合)

图5给出了中间势垒宽度 c 从 1 nm 到 5 nm 变化. 其他条件不变时, Rashba 和 Dresselhaus 自旋轨道项共存时隧穿概率随电子能量的变化关系 (图中仅给出了自旋向上的情况, 自旋向下有同样的规律, 故不赘述). 为视图清晰, 对不同垒宽情况隧穿概率数值进行了提升, 提升数值为 '1'. 从图5中不难看出, 随着中间势垒宽度的逐渐增加, 两主透射峰的距离越来越小. 这主要是中间势垒影响两量子阱的耦合强度的直接结果, 也就是中间势垒宽度越小, 两阱的耦合越强. 因为耦合越强, 准束缚能级的劈裂越大, 在图中表现出来就是两主透射峰的距离也越远, 反之亦然. 通过对图5的分析可知: 通过调节量子阱的尺寸也可以控制其中的电子自旋隧穿, 进

而实现对自旋运输的调控.

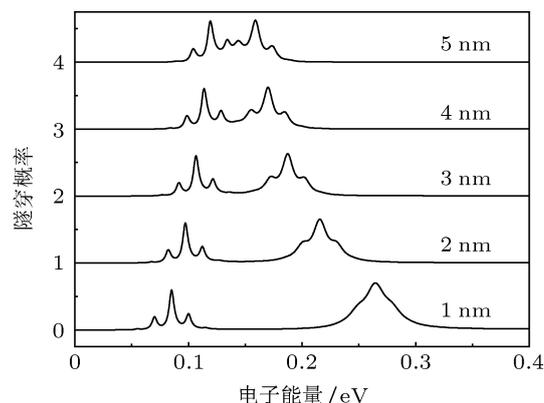


图5 中间势垒在 1—5 nm 变化时, 双量子阱中隧穿概率随电子能量的变化 (仅考虑 Rashba 和 Dresselhaus 自旋轨道耦合共存时自旋向上的情况)

以上分析中偏压都为零, 图6给出了外加偏压在 0.03 eV 到 0.15 eV 变化时, 电子的隧穿概率随电子能量的变化关系曲线 (图中各曲线分别相对下一曲线进行了 0.75 的提升). 图6中, $c = 2$ nm, 其他条件不变, 并且这里也只考虑 Rashba 和 Dresselhaus 自旋轨道耦合共存时自旋向上的情况. 从图6中可以清晰看到, 随着偏压的逐渐增大, 透射峰发生红移, 同时伴随低能量区域透射峰的逐渐减小. 分析原因主要是偏压使双量子阱结构的势能发生了倾斜 (如图1所示), 进而引起了共振能级发生了红移, 所以伴随偏压增大, 透射峰发生红移; 但是偏压加大到一定程度, 低能区的共振能级被破坏, 低能区的共振透射峰也被压制. 这些都可以用来对电子自旋隧穿进行调控, 从理论上为设计半导体自旋电子器件提供依据.

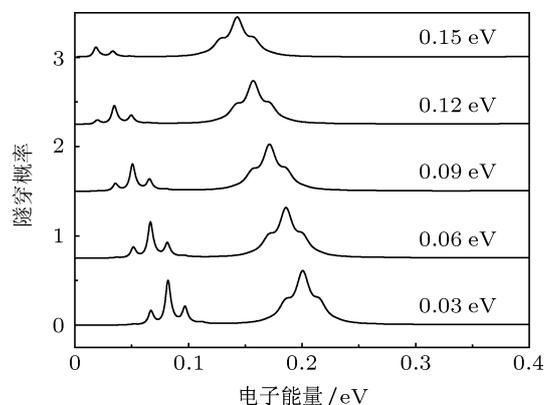


图6 外加偏压在 0.03—0.15 eV 变化时, 双量子阱中隧穿概率随电子能量的变化 (仅考虑 Rashba 和 Dresselhaus 自旋轨道耦合共存时自旋向上的情况)

4 结论

文中应用单电子有效质量近似理论, Floquet 理论和传递矩阵方法, 对双量子阱中的电子隧穿进行了全面的研究, 计算中主要考虑了时间周期场的作用、自旋轨道耦合以及外加电场对电子隧穿的影响. 数值计算结果显示: Rashba 和 Dresselhaus 自旋轨道耦合消除了自旋简并, 导致了隧穿概率的自旋极化劈裂; 时间周期场的应用有利于实现自旋极化流的调控, 即可以通过周期场的频率和振幅来调控

电子自旋输运; 不同自旋轨道耦合对电子隧穿的调控有所区别, 可以根据不同的情况选择不同的低维结构材料以实现不同的调控功能. 最后计算了双量子阱的结构参数和外加偏压对电子隧穿的影响, 结果表明电子的自旋输运可以通过双量子阱的结构和外加偏压进行调控, 以实现不同功能的半导体自旋电子器件的设计. 综上所述, 可以从多方面实现对电子在双量子阱中电子隧穿的调控, 在设计自旋电子器件时可以根据具体的情况利用其中的一种或几种的结合实现优化控制.

-
- [1] Ye C Z, Zhang C X, Nie Y H, Liang J Q 2007 *Phys. Rev. B* **76** 035345
 [2] Zhang P, Xue Q K, Xie X C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 196602
 [3] Zhang L, Brusheim P, Xu H Q 2005 *Phys. Rev. B* **72** 045347
 [4] Wu B H, Cao J C 2006 *Phys. Rev. B* **73** 245412
 [5] Lommer G, Malcher F, Rössler U 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 728
 [6] Li S S, Xia J B 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 022102
 [7] Dresselhaus G 1955 *Phys. Rev.* **100** 580
 [8] Botha A E, Singh M R 2003 *Phys. Rev. B* **67** 195334
 [9] Gong J, Liang X X, Ban S L 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 073718
 [10] Li S S, Chang K, Xia J B, Hirose K 2003 *Phys. Rev. B* **68** 245306
 [11] Aguado R, Platero G 1997 *Phys. Rev. B* **55** 12860
 [12] Pu H, Zhang W, Meystre P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 090401
 [13] Liu D, Zhang H M, Jia X M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 017506 (in Chinese) [刘德, 张红梅, 贾秀敏 2011 物理学报 **60** 017506]
 [14] Li C L, Wang X M, Zhang P 2011 *Int. J. Mod. Phys. B* **25** 561
 [15] Li C L, Xu Y 2010 *Chin. Phys. B* **19** 057202
 [16] Zhang C X, Wang R, Nie Y H, Liang J Q 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2662
 [17] Zhang C X, Wang R, Kong L M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4980 (in Chinese) [张存喜, 王瑞, 孔令民 2010 物理学报 **59** 4980]
 [18] Fromherz T 1997 *Phys. Rev. B* **56** 4772
 [19] Perel V I, Tarasenko S A, Yassievich I N, Ganichev S D, Belkov V V, Prettl W 2003 *Phys. Rev. B* **67** 201304

Photon-assisted electron spin tunnelling in double-well potential*

Li Chun-Lei[†] Xu Yan Zhang Yan-Xiang Ye Bao-Sheng

(Laboratory for Micro-sized Functional Materials, College of Elementary Education, Capital Normal University, Beijing 100048, China)

(Received 19 February 2013; revised manuscript received 5 March 2013)

Abstract

Within the framework of the single-band effective mass approximation method, the Floquet theorem, and the transfer-matrix technique, we investigate single-electron photon-assisted tunnelling in a double-well potential with the time-periodic field and Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling. The transmission probability displays satellite peaks on both sides of the field-free resonant peaks. The results show that the single-electron spin tunnelling can be controlled through changing the structure of the double-quantum-well and the intensity of the applied electric field. These advantages are useful for optimizing the semiconductor spintronic devices.

Keywords: photon-assisted tunneling, transmission probability, quantum well

PACS: 73.63.Hs, 73.61.Ey, 72.25.Dc

DOI: 10.7498/aps.62.107301

* Project supported by the Special Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No.11147198).

[†] Corresponding author. E-mail: licl@cnu.edu.cn