

## 对称双势垒量子阱中自旋极化输运的时间特性\*

王瑞琴 官箭<sup>†</sup> 武建英 陈军

(内蒙古大学物理科学与技术学院, 呼和浩特 010021)

(2012年11月8日收到; 2012年12月13日收到修改稿)

电子的隧穿时间是描述量子器件动态工作范围的重要指标. 本文考虑  $k^3$  Dresselhaus 自旋轨道耦合效应对系统哈密顿量的修正, 结合转移矩阵方法和龙格-库塔法来解含时薛定谔方程, 进而讨论了电子在非磁半导体对称双势垒结构中的透射系数及隧穿寿命等问题. 研究发现: 由于  $k^3$  Dresselhaus 自旋轨道耦合效应使自旋简并消除, 并在时间域内得到了表达, 导致自旋向上和自旋向下电子的透射峰发生了自旋劈裂; 不同自旋取向的电子构建时间和隧穿寿命不同, 这是导致自旋极化的原因之一; 电子的自旋极化在时间上趋于稳定.

**关键词:** 自旋极化输运, 透射系数, 隧穿寿命, 自旋极化率

**PACS:** 73.40.Gk, 72.25.Dc

**DOI:** 10.7498/aps.62.087303

## 1 引言

近些年来, 随着自旋电子学<sup>[1]</sup>这一概念被提出, 电子自旋自由度的开发利用受到了普遍关注, 其在量子计算、自旋电子器件等方面良好的应用前景和可观的商业价值, 激发了人们卓有成效的研究, 不少由自旋极化流调控的概念性量子器件被相继提出: 如自旋场效应管、共振隧穿二极管<sup>[2]</sup>、自旋发光二极管及最近提出的门电压调制的共振隧穿三极管(RT-FET)<sup>[3]</sup>等. 特别地, 人们对自旋电子学的核心问题, 即自旋注入问题, 从理论上和实验上做了广泛而成功的研究. 然而, 由于电导率的不匹配, 从铁磁金属到非磁半导体的自旋注入效率极低<sup>[4]</sup>. 随着研究的深入, 人们发现非磁半导体本身就可以作为自旋过滤器<sup>[5,6]</sup>, 这是由于自旋轨道耦合(SOC)效应使电子本征能级的自旋简并消除, 进而形成电子的自旋极化隧穿现象, 其为自旋极化电子的产生、注入和探测提供了新的可能性. 而电子的自旋极化是由结构非对称所致的 Rashba SOC 效应<sup>[5,7,8]</sup>和材料中心反演非对称所致的  $k^3$  Dresselhaus SOC 效应所导致的<sup>[6,9,10]</sup>. 其中, 引起 Rashba SOC 效应的结构非对称条件可由外加电场

或材料生长条件来控制, 导致  $k^3$  Dresselhaus SOC 效应的中心反演非对称条件可由 III-V 半导体的闪锌矿(或 II-VI 族纤锌矿)结构来实现.

有关 Rashba SOC 效应导致的自旋极化隧穿的研究较早. 1998 年, Voskoboynikov 等<sup>[5]</sup>研究了 III-V 族半导体非对称单势垒中电子的自旋极化隧穿问题, 结果发现, 即使在没有外加磁场的情况下, 电子隧穿的透射系数也能够出现自旋极化. 2000 年, Voskoboynikov 等<sup>[7]</sup>又研究了非对称双势垒共振隧穿结构中的自旋极化输运问题, 2002 年 Koga 等<sup>[8]</sup>也研究了非对称三势垒共振隧穿结构中的自旋极化输运, 研究结果均表明: 在非对称共振隧穿结构中, Rashba SOC 效应导致了显著的共振透射峰的自旋劈裂. 然而这种效应在对称结构中并不引起电子隧穿的自旋极化. 2003 年, Perel 等<sup>[6]</sup>提出, 由于一种新的机制——Dresselhaus SOC, 电子在单势垒中透射也可以产生依赖于自旋的极化隧穿, 他们研究的由 GaSb 生长而成的单势垒的自旋极化率可达 20%. 计入这种效应, 2005 年, Glazov 等<sup>[9]</sup>又研究了对称双势垒共振隧穿二极管中的自旋极化共振隧穿问题, 并考察了平面电流与极化电流间的关系.

另一方面, 电子输运过程中的隧穿时间是描述

\* 国家自然科学基金(批准号: 10847005)和内蒙古人才开发基金资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: ndgong@imu.edu.cn

量子器件动态工作范围的重要指标. 电子在指定空间中的隧穿时间问题很早就被提了出来, 直到现在才引起人们的普遍关注. 一直以来, 有关隧穿运输时间的描述不一, 人们从不同的角度尝试给出了不同的定义, 常见的有渡越时间 (traversal time)、居留时间 (dwell time)、构建时间 (build-up time)、隧穿寿命 (lifetime) 等等. 最近人们已经发现, 当计及  $k^3$  Dresselhaus SOC, 电子的共振隧穿特性在时间域内出现了显著的自旋极化 [11-13]. 2006 年, Li 和 Guo [11] 研究了 Dresselhaus SOC 对双势垒结构中电子居留时间的影响, 结果表明: 当平面波矢不为零时, 电子的共振透射峰在时间域内亦出现了自旋劈裂; 自旋向上和自旋向下电子的居留时间的差别随着平面波矢的增大而增大. 另外, 他们还指出, 结构的非对称和外加电场并不会改变共振特性, 只会使共振能级发生移动和峰值变小. 2007 年, Gong 等 [13] 研究了外加偏压下对称双势垒结构中电子自旋极化运输的动力学问题, 由于 Dresselhaus SOC 效应, 自旋取向不同的电子隧穿寿命不同, 电子在时间域内出现了自旋极化. 文中还指出, 当取入射能量为不同自旋电子共振能级附近的值时, 可以得到符号相反的极化率, 经历一定时间以后, 两种情况都达到稳定的完全极化. 这与共振情形类似, 但非共振态隧穿较早地在时间范围内出现了自旋极化. 2008 年, Peter [14] 和 Radovanovic 等 [15] 结合考虑了 Rashba SOC 与 Dresselhaus SOC 对电子自旋极化共振隧穿的影响, 他们均指出, 如果参数选取合适, 计入两种 SOC 后, Rashba 项与 Dresselhaus 项互相修正, 电子的自旋极化显著增强. 另外, Sheng 和 Chang [16] 在同时考虑 Rashba 与 Dresselhaus SOC 后, 发现两者之间的竞争会导致平面内的各向异性, 产生一个有效的周期势, 这个周期势导致了能谱上的差异. 同时消弱了固有电流和自旋流的震荡, 电荷密度和局域自旋的方向也因此被局限在沿着量子线的方向上.

本文讨论了对称性双势垒结构  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  ( $x = 0.15/0.3/0/0.3/0.15$ ) 中电子自旋极化共振隧穿的透射系数等问题. 考虑  $k^3$  Dresselhaus SOC 效应对电子哈密顿量的修正, 通过解含时薛定谔方程讨论了电子的隧穿寿命问题等, 并在时间域内定义了电子的自旋极化率.

## 2 理论模型

我们选取 Dresselhaus SOC 效应较强的对称双

势垒结构  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  ( $x = 0.15/0.3/0/0.3/0.15$ ) 作为电子隧穿运输的结构. 其势阱深为  $V_w = -200$  meV, 阱宽为  $30$  Å, 势垒高为  $V_b = 230$  meV, 垒厚为  $50$  Å. 结构如图 1 所示, 材料生长方向选取为  $[001]$  的方向.

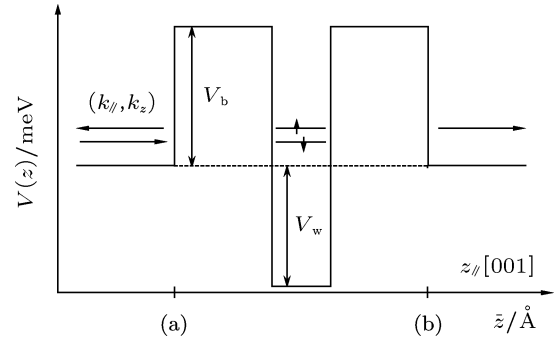


图 1 电子波包沿材料生长方向  $z_{//}$   $[001]$  的方向透射. 势垒高为  $V_b = 230$  meV, 势阱深为  $V_w = -200$  meV; 双势垒势阱结构的边界  $a = -50$  Å,  $b = 80$  Å

下面讨论具有初始波矢  $\mathbf{k} = (k_{//}, k_z)$  的电子穿透势垒的问题. 这里  $k_{//}$  是波矢在界面方向上的分量,  $k_z$  是垂直于势垒层并指向材料生长方向的分量. 系统哈密顿量可以写为

$$\mathbf{H} = \frac{p^2}{2m_i^*} + V(z) + \mathbf{H}_D, \quad (1)$$

其中

$$\mathbf{H}_D = \gamma[\sigma_x k_x (k_y^2 - k_z^2) + \sigma_y k_y (k_z^2 - k_x^2) + \sigma_z k_z (k_x^2 - k_y^2)] \quad (2)$$

为  $k^3$  Dresselhaus SOC 项对哈密顿的贡献 [17], 其中,  $\gamma$  是 SOC 强度,  $m_i^*$  为电子在各层中的有效质量,  $V(z)$  是电子在异质结材料中感受到的势能,  $\sigma_\alpha$  ( $\alpha = x, y, z$ ) 是泡利矩阵, 坐标轴  $x, y, z$  分别平行于晶包边矢量  $[100], [010], [001]$ .

假设入射电子能量远远小于势垒高和势阱深 [6,8], 则  $k^3$  Dresselhaus 项可简化为

$$\mathbf{H}_D = \gamma(\sigma_x k_x - \sigma_y k_y) \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (3)$$

不同取向的电子自旋本征态可以表示为

$$\chi_\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -\sigma e^{-i\varphi} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

Dresselhaus SOC 项可在自旋表象中对角化, 式中  $\sigma = \pm$  分别表示自旋向上和自旋向下 (下同),  $\varphi$  是波矢  $\mathbf{k}$  在  $xy$  平面的极角,  $\mathbf{k}_{//} = k_{//}(\cos \varphi, \sin \varphi)$ . 注意到, 相应于本征态  $\pm$  的电子自旋依赖于平面

波矢  $k_{//}$

$$\begin{aligned} s_{\sigma}(k_{//}) &= \frac{1}{2} \chi_{\sigma}^{+} \sigma \chi_{\sigma} \\ &= \frac{1}{2} (-\sigma \cos \varphi, \sigma \sin \varphi, 0). \end{aligned} \quad (5)$$

在自旋表象中电子的有效哈密顿为

$$\mathbf{H}_{\sigma} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{m_{i\sigma}^*} \frac{\partial}{\partial z} \right) + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_i^*} + V(z), \quad (6)$$

其中修正后的有效质量为

$$m_{i\sigma}^* = m_i^* \left( 1 + 2 \frac{\sigma \gamma m_i^* k_{//}}{\hbar^2} \right)^{-1}. \quad (7)$$

为研究电子自旋极化隧穿的动力学问题, 给出一般形式的含时薛定谔方程:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_{\sigma} = \mathbf{H}_{\sigma} \Psi_{\sigma}, \quad (8)$$

上式可以通过数值方法求解 [18-20].

电子含时波函数可以表示为

$$\Psi_{\sigma} = \psi_{\sigma}(z, k, t) e^{i\mathbf{k}_{//} \cdot \mathbf{r} - iE_{//}t/\hbar}. \quad (9)$$

将 (9) 式代入 (8) 式, 将求解三维含时薛定谔方程问题转化为一个一维问题

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} \psi_{\sigma}(z, k, t) &= \left\{ -\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{m_{i\sigma}^*} \frac{d}{dz} \right) + V(z) \right\} \\ &\times \psi_{\sigma}(z, k, t). \end{aligned} \quad (10)$$

采用分离变量法, 将  $\psi_{\sigma}(z, k, t)$  分成

$$\psi_{\sigma}(z, k, t) = \varphi_{\sigma}(z, k) T_{\sigma}(t), \quad (11)$$

将其代入 (10) 式, 可以得到

$$i\hbar \frac{d}{dt} T_{\sigma}(t) = E_{z\sigma} T_{\sigma}(t), \quad (12)$$

及一维定态薛定谔方程

$$\begin{aligned} \left\{ -\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{m_{i\sigma}^*} \frac{d}{dz} \right) + V(z) \right\} \varphi_{\sigma}(z, k) \\ = E_{z\sigma} \varphi_{\sigma}(z, k), \end{aligned} \quad (13)$$

其中,  $E_{z\sigma}$  为不同自旋电子在  $z$  方向的能量. 则电子在  $t$  时刻的含时波函数可以通过按与时间无关的本征函数  $\varphi_{\sigma}(z, k)$  做展开得到 [21]

$$\psi_{\sigma}(z, k, t) = \int_0^{\infty} e^{-iE_{z\sigma}t/\hbar} C_{\sigma}(k) \varphi_{\sigma}(z, k) dk, \quad (14)$$

其中  $e^{-iE_{z\sigma}t/\hbar}$  项反映了波函数随时间的演化,  $E_{z\sigma}$  为电子的初始动能.

方程 (13) 的解  $\varphi_{\sigma}(z, k)$  可结合转移矩阵方法和数值计算方法得到. 我们将结构分为三个区

域 [22]: 入射层 1 区 ( $z < a = -50$ ), 双势垒量子阱 2 区 ( $a \leq z \leq b$ ), 接收层 3 区 ( $z > b = 80$ ). 三个区域中的定态电子波函数  $\varphi_{\sigma}(z, k)$  分别为

$$\begin{aligned} \varphi_{1\sigma}(z, k) &= A_{1\sigma} e^{ik_{1\sigma}z} + B_{1\sigma} e^{-ik_{1\sigma}z}, \\ \varphi_{2\sigma}(z, k) &= A_{2\sigma} f_{\sigma}(z) + B_{2\sigma} g_{\sigma}(z), \\ \varphi_{3\sigma}(z, k) &= A_{3\sigma} e^{ik_{3\sigma}z}, \end{aligned} \quad (15)$$

其中

$$k_{i\sigma} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_{i\sigma}^*(z)(E_{z\sigma} - V(z))} \quad (i = 1, 2, 3). \quad (16)$$

当考虑 SOC 时, 流连续中流算子的形式将发生改变 [23]. 本文主要考虑瞬态问题, 根据文献 [6, 9, 11], 忽略了流算子中的非对角项, 进而考虑  $\varphi_{i\sigma}(z, k)$  与  $\frac{1}{m_{i\sigma}^*} \frac{\partial}{\partial z} \varphi_{i\sigma}(z, k)$  在界面处连续 [24], 在转移矩阵方法下, (15) 式中波函数的振幅满足:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A_{1\sigma} \\ B_{1\sigma} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} e^{ik_{1\sigma}a} & e^{-ik_{1\sigma}a} \\ ik_{1\sigma} e^{ik_{1\sigma}a} & -ik_{1\sigma} e^{-ik_{1\sigma}a} \end{bmatrix}^{-1} \\ &\times \begin{bmatrix} f_{\sigma}(a) & g_{\sigma}(a) \\ \frac{m_{1\sigma}^*(a)}{m_{2\sigma}^*(a)} f'_{\sigma}(a) & \frac{m_{1\sigma}^*(a)}{m_{2\sigma}^*(a)} g'_{\sigma}(a) \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} f_{\sigma}(b) & g_{\sigma}(b) \\ f'_{\sigma}(b) & g'_{\sigma}(b) \end{bmatrix}^{-1} \\ &\times \begin{bmatrix} e^{ik_{3\sigma}b} & e^{-ik_{3\sigma}b} \\ ik_{3\sigma} \frac{m_{2\sigma}^*(b)}{m_{3\sigma}^*(b)} e^{ik_{3\sigma}b} & -ik_{3\sigma} \frac{m_{2\sigma}^*(b)}{m_{3\sigma}^*(b)} e^{-ik_{3\sigma}b} \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} A_{3\sigma} \\ 0 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} t_{11\sigma} & t_{12\sigma} \\ t_{21\sigma} & t_{22\sigma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{3\sigma} \\ 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (17)$$

以及

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A_{1\sigma} \\ B_{1\sigma} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} e^{ik_{1\sigma}a} & e^{-ik_{1\sigma}a} \\ ik_{1\sigma} e^{ik_{1\sigma}a} & -ik_{1\sigma} e^{-ik_{1\sigma}a} \end{bmatrix}^{-1} \\ &\times \begin{bmatrix} f_{\sigma}(a) & g_{\sigma}(a) \\ \frac{m_{1\sigma}^*(a)}{m_{2\sigma}^*(a)} f'_{\sigma}(a) & \frac{m_{1\sigma}^*(a)}{m_{2\sigma}^*(a)} g'_{\sigma}(a) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{2\sigma} \\ B_{2\sigma} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} a_{11\sigma} & a_{12\sigma} \\ a_{21\sigma} & a_{22\sigma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{2\sigma} \\ B_{2\sigma} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (18)$$

利用 (17), (18) 式得到系数  $A_{1\sigma}, B_{1\sigma}, A_{2\sigma}, B_{2\sigma}, A_{3\sigma}$ .

透射系数  $T_\sigma$  可定义为

$$T_\sigma(E_z) = \left| \frac{1}{t_{11\sigma}} \right|^2 \frac{k_{3\sigma}}{k_{1\sigma}}. \quad (19)$$

利用自旋向上电子和自旋向下电子透射系数的不同, 可以定义极化率  $P(E_z)$  为<sup>[25]</sup>

$$P(E_z) = \frac{|T_+(E_z)|^2 - |T_-(E_z)|^2}{|T_+(E_z)|^2 + |T_-(E_z)|^2}, \quad (20)$$

以描述电子穿过此结构得到某种自旋极化的可能性.

利用以上结果我们可以得到各个区域中的未归一化的波函数

$$\begin{aligned} \frac{\psi_{1\sigma}}{A_{1\sigma}} &= e^{ik_{1\sigma}z} + \frac{t_{21\sigma}}{t_{11\sigma}} e^{-ik_{1\sigma}z}, \\ \frac{\psi_{2\sigma}}{A_{1\sigma}} &= \frac{1}{a_{11\sigma}a_{22\sigma} - a_{21\sigma}a_{12\sigma}} \\ &\quad \times \left[ \left( a_{22\sigma} - a_{12\sigma} \frac{t_{21\sigma}}{t_{11\sigma}} \right) f_\sigma(x) \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{t_{21\sigma}}{t_{11\sigma}} a_{11\sigma} - a_{21\sigma} \right) g_\sigma(x) \right], \\ \frac{\psi_{3\sigma}}{A_{1\sigma}} &= \frac{1}{t_{11\sigma}} e^{ik_{3\sigma}z}, \end{aligned} \quad (21)$$

这里, 我们取  $B_{3\sigma} = 0$ .

用  $y_\sigma$  代替 (13) 式中的  $f_\sigma(z)$  和  $g_\sigma(z)$ , 其满足一维定态薛定谔方程:

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m_{i\sigma}^*(z)} \frac{dy_\sigma}{dz} + V(z)y_\sigma \\ = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{dx_\sigma}{dz} + V(z)y_\sigma = E_{z\sigma}y_\sigma, \end{aligned} \quad (22)$$

从上式可得

$$\begin{cases} x'_\sigma = -\frac{2}{\hbar^2} [E_{z\sigma} - V(z)]y_\sigma = f_\sigma(z, y(z)), \\ y'_\sigma = m_{i\sigma}^*(z)x_\sigma(z) = g_\sigma(z, x(z)), \end{cases} \quad (23)$$

利用龙格-库塔法方法可以得到上式中的  $x_\sigma, y_\sigma$ , 即  $f_\sigma(z)$  及  $g_\sigma(z)$ .

(14) 式中的 Fourier 展开系数满足  $C_\sigma(k)$ :

$$C_\sigma(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi}_\sigma(z, k) \psi_\sigma(z, k, 0) dz, \quad (24)$$

其中,  $\psi_\sigma(z, k, 0)$  是  $t = 0$  时刻的波包函数, 可近似取为 Gauss 波包:

$$\psi_\sigma(z, k, 0) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\delta^2}} \exp \left\{ -\frac{(z-z_0)^2}{2\delta^2} + ik_0z \right\}, \quad (25)$$

其中,  $z_0$  代表初始时刻不同自旋电子波包的平均位置,  $k_0$  是初始时刻波包的平均波矢,  $\delta$  是初始

波包的标准偏差. 由上式我们可以知道,  $z > a$  时,  $\psi_\sigma(z, k, 0) = 0$ .

由此,  $C_\sigma(k)$  可以简化成

$$\begin{aligned} C_\sigma(k) &= \int_{-\infty}^a (\tilde{A}_{1\sigma} e^{-ik_{1\sigma}z} + \tilde{B}_{1\sigma} e^{ik_{1\sigma}z}) \\ &\quad \times \psi_\sigma(z, k, 0) dz. \end{aligned} \quad (26)$$

将 (25) 式代入上式可得展开系数  $C_\sigma(k)$  的解析形式:

$$\begin{aligned} C_\sigma(k) &= \frac{\sqrt{\delta}}{\sqrt[4]{\pi}} \left[ e^{-i(k_\sigma - k_0)z} e^{-(k_\sigma - k_0)^2/2\delta_k^2} \right. \\ &\quad \left. + e^{i(k_\sigma + k_0)z_0} \tilde{B}_{1\sigma} e^{-(k_\sigma + k_0)^2/2\delta_k^2} \right], \end{aligned} \quad (27)$$

这里,  $\delta_k$  是初始波包相对于波矢的标准偏差,  $\delta_k = \frac{1}{\delta}$ . 对波包有主要贡献的波矢  $k$  的取值范围为  $[k_0 - 5/\delta, k_0 + 5/\delta]$ . 注意到, 这里的标准偏差  $\delta_k$  是在入射波包与双势垒的散射时间远远小于其寿命的情况下选取的.

隧穿寿命  $\tau$  是电子在双势垒量子阱结构中出现的概率  $\rho$  的指数衰减时间, 计入  $k^3$  Dresselhaus SOC 效应后, 我们发现所测到的电子寿命是依赖于自旋的:

$$\rho_\sigma(t) = \int_0^b |\psi_\sigma(z, k, t)|^2 dz, \quad (28)$$

上式包含了共振极化隧穿的时间特性的重要信息. 正如 Guo 等<sup>[19]</sup>指出, 这个依赖于自旋的概率随时间先增加后减小, 经过一段构建时间  $t_b$  达到最大值, 然后指数衰减. 对于衰减部分可用下式拟合, 以得到不同自旋电子的隧穿寿命:

$$\rho_\sigma = \rho_0 \exp(-t/\tau_\sigma), \quad (29)$$

这里  $\rho_0$  是拟合值, 自旋向上和自旋向下可取为相同. 注意到, 出现在势阱中的概率形状连续且随着时间指数衰减. 这点暗示我们, 不需要像 (28) 式那样在整个接收层内对波函数积分, 而只需取一个点就可以计算出电子隧穿寿命:

$$|\psi_\sigma(z_q, k, t)|^2 = \psi_0 \exp(-t/\tau) \quad (0 \leq z_q \leq b), \quad (30)$$

这里  $\psi_0$  是拟合值;  $z_q$  是所选位置, 可被选定在 30 Å 处, 即积分范围选取为势阱区域.

考虑到不同自旋电子的构建时间和衰减时间的不同, 自旋极化率也可以定义如下:

$$P(E_z, t) = \frac{\rho_+(E_z, t) - \rho_-(E_z, t)}{\rho_+(E_z, t) + \rho_-(E_z, t)}, \quad (31)$$

上式可以用来描述在指定区域中找到不同自旋电子的相对概率随时间和入射能量的变化关系.

### 3 结果与讨论

我们数值上讨论了如图 1 所示的对称双势垒结构中的自旋极化隧穿问题. 在计算中假定各层中电子的有效质量均为  $m_0^*$ , 物质常数均为  $\gamma$ .

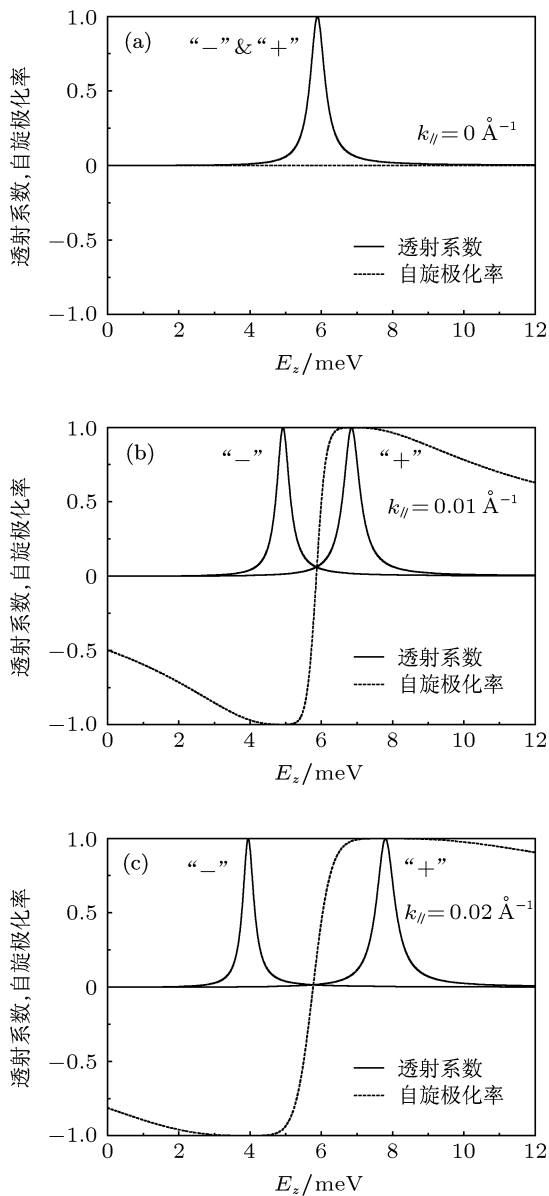


图 2 不同自旋电子在结构  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  ( $x = 0.15/0.3/0.3/0.15$ ) 中的透射系数与自旋极化率随纵向入射能量的函数关系,  $m_0^* = 0.053m_0$ ,  $\gamma = 76 \text{ eV}\cdot\text{\AA}^3$ , 其中“+”, “-” 分别代表自旋向上和自旋向下 (a)  $k_{//} = 0 \text{ \AA}^{-1}$ ; (b)  $k_{//} = 0.01 \text{ \AA}^{-1}$ ; (c)  $k_{//} = 0.02 \text{ \AA}^{-1}$

图 2 中 (a), (b), (c) 三图是在 (19) 和 (20) 式的基础上计算得到的不同  $k_{//}$  取值时, 透射系数与自旋极化率对入射能量的函数关系. 首先, 对比图 2(a), (b), (c) 三图可以看到: 当  $k_{//} \neq 0$  时, 自旋向上和自旋向下电子的共振透射峰发生了明显的自旋劈裂.

说明由于  $k^3$  Dresselhaus SOC 效应, 不同自旋电子在阱内的束缚能级发生自旋劈裂, 并且这种劈裂随着电子平面波矢的增加而增大. 从图 2(c) 中可以清楚地看到, 对于自旋向上和自旋向下电子, 初始  $z$  方向能量分别在 7.80 和 3.94 meV 位置出现共振峰.

另一方面, 当  $k_{//} \neq 0$  时, 从图 2(b), (c) 可以看到自旋极化率在整个纵向入射能量范围内是变化的. 当入射电子纵向能量为 3.94 meV 时, 即为阱内自旋向下电子的共振能级时, 自旋极化率为  $-100\%$ ; 当入射电子纵向能量为 7.80 meV 时, 即为阱内自旋向上电子的共振能级时, 自旋极化率为  $100\%$ . 这就表明, 随着电子纵向能量的增加, 电子将从一种自旋取向的极化反转成为另一种自旋取向的极化. 在实验上可以通过调整电子平面波矢来控制自旋极化.

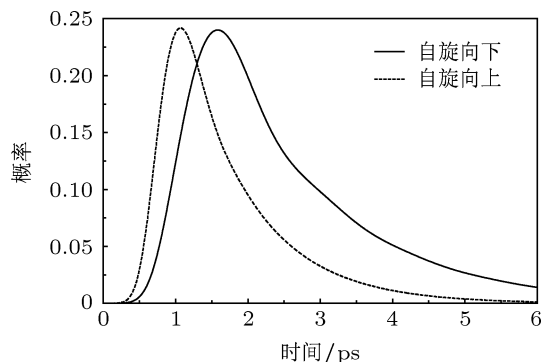


图 3 自旋向下、自旋向上电子分别以最低共振态能量  $E_{10} = 3.94 \text{ meV}$  和  $E_{20} = 7.80 \text{ meV}$  作为其初始入射能量时, 出现在势阱中的概率随时间的变化关系

基于 (29) 式, 图 3 给出了不同自旋取向电子在势阱中出现的概率随时间的变化关系. 对于自旋向下和自旋向上的电子波包, 分别选取最低共振态能量  $E_{10} = 3.94 \text{ meV}$  和  $E_{20} = 7.80 \text{ meV}$  作为其初始入射能量. 从图 3 中可以看到, 仅有近 24% 的波包振幅可以进入到势阱中. 这说明, 即使在共振态, 电子波包在隧穿过程中仍受到较强的反射作用. 其根本原因是在一定能量范围内电子波包含有很大的非共振态分量. 另一方面, 从图中还可以看到, 电子波包的概率密度随时间先增大后指数衰减, 达到最大值所用的时间为构建时间, 之后衰减所用的时间为隧穿寿命, 也为电子从阱区的逃逸时间. 而且, 由于电子的初始速度选取不同, 自旋向下电子比自旋向上电子经历更长的构建时间  $t_b$  后才到达势阱中.

通过拟合衰减部分为指数函数, 可以得到不同自旋态电子的隧穿寿命, 自旋向下电子的隧穿寿命  $\tau_-$  是 1.554 ps, 自旋向上电子的隧穿寿命

$\tau_+$  是 0.960 ps. 这个结论同不确定性原理计算的  $\tau_\sigma = \hbar/(2\Delta\epsilon_\sigma)$  一致. 这里  $\Delta\epsilon_\sigma$  是不同自旋电子共振隧穿峰的半高宽. 从我们的结果发现, 在共振条件下, 自旋向上和自旋向下电子的构建时间和逃逸时间不同, 可能是造成自旋极化的原因.

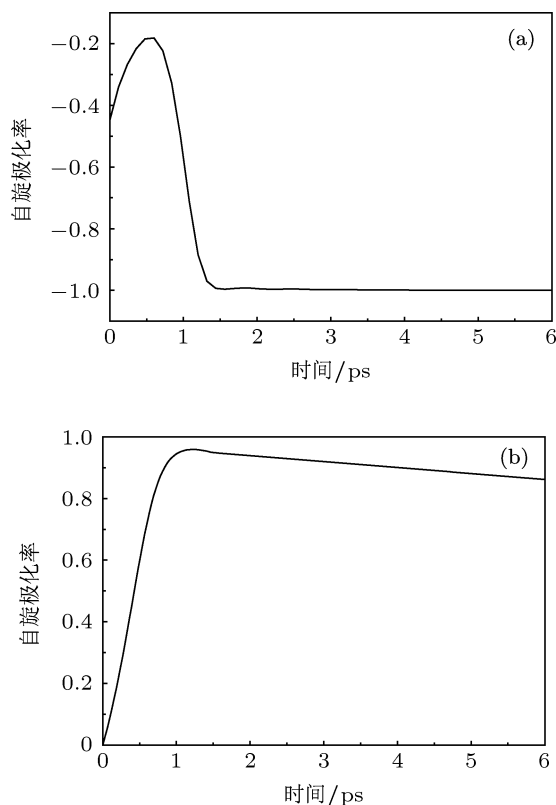


图 4 电子波包在不同自旋电子的共振能级下入射时, 通过此双势垒量子阱结构产生的自旋极化率随时间的变化关系 (a)  $E_{10} = 3.94$  meV 为自旋向下电子的最低共振能量; (b)  $E_{20} = 7.80$  meV 为自旋向上电子的最低共振能量

利用 (31) 式也可以得到电子在自旋向下和自旋向上基态共振能量下入射时极化率随时间的变化关系. 图 4(a), (b) 分别是当电子纵向能量取 3.94 和 7.80 meV 时, 在阱内电子极化率随时间的变化关系. 这两个能量分别为对应自旋向下和自旋向上电子的共振能级. 从两图中可以看到, 电子以不

同自旋电子的共振能量作为初始入射能量时, 可以得到符号相反的自旋极化率, 即穿过此结构时取相应入射能量的自旋态. 当经历一定时间以后, 两种情况都达到稳定的完全极化. Gong 等<sup>[13]</sup> 已指出对于非共振态隧穿, 在取入射能量为不同自旋电子共振能级附近的值时可以得到类似趋势的曲线, 但较共振态隧穿, 非共振态隧穿较早地在时间范围内出现了自旋极化.

## 4 结论

本文研究了对称性双势垒结构  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  ( $x = 0.15/0.3/0.3/0.15$ ) 中电子的自旋极化隧穿问题. 研究发现, 平面波矢非零时, 由于  $k^3$  Dresselhaus SOC 效应, 自旋向上和自旋向下电子的共振透射峰发生了明显的自旋劈裂. 相应地, 二者在阱内的束缚能级也发生劈裂, 并且这种劈裂随着电子平面波矢的增加而增大.

对于自旋向上和自旋向下电子, 当初始  $z$  方向动能为各自共振能量时出现共振峰; 并且当入射电子纵向能量为阱内自旋向下或自旋向上电子的共振能级时, 自旋极化率为  $-100\%$  或  $100\%$ , 即达到完全极化. 这就表明, 随着电子纵向能量的增加, 系统将从一种自旋取向的极化反转成为另一种自旋取向的极化.

另一方面, 在共振条件下, 自旋向上和自旋向下电子的构建时间和逃逸时间不同, 这可能是造成自旋极化的原因. 以不同自旋电子的共振能级作为初始入射能量时, 可以得到符号相反的极化率, 即穿过此结构的电子取相应入射能量的自旋态. 当经历一定时间以后, 两种情况都达到稳定的完全极化. 在实验上, 我们可以通过调制电子平面波矢来控制电子自旋极化的产生.

[1] Žutić I, Fabian J, Sarma S D 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323  
 [2] Guo Y, Qin J H, Chen X Y, Gu B L 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 1124  
 [3] Afzalilian A, Colinge J P, Flandre D 2011 *Solid-State Electron* **59** 50  
 [4] Schmidt G, Ferrand D, Molenkamp L W, Filip A T, van Wees B J 2000 *Phys. Rev. B* **62** R4790  
 [5] Voskoboynikov A, Lin S S, Lee C P 1998 *Phys. Rev. B* **58** 15397  
 [6] Perel V I, Tarasenko S A, Yassievich I N, Ganichev S D, Bel'kov V V, Prettl W 2003 *Phys. Rev. B* **67** 201304  
 [7] Voskoboynikov A, Lin S S, Lee C P, Tretyak O 2000 *J. Appl. Phys.* **87**

387  
 [8] Koga T, Nitta J, Takayanagi H, Datta S 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 126601  
 [9] Glazov M M, Alekseev P S, Odnoblyidov M A, Chistyakov V M, Tarasenko S A, Yassievich I N 2005 *Phys. Rev. B* **71** 155313  
 [10] Wan F, Jalil M B A, Tan S G 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 07C704  
 [11] Li W, Guo Y 2006 *Phys. Rev. B* **73** 205311  
 [12] Yu L, Voskoboynikov J 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 023716  
 [13] Gong J, Liang X X, Ban S L 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 073718

- [14] Peter A J 2008 *Phys. Lett. A* **372** 5239  
 [15] Radovanovic G, Isic G, Milanovic V 2008 *Opt. Mater.* **30** 1134  
 [16] Sheng J S, Chang K 2006 *Phys. Rev. B* **74** 235315  
 [17] Dresselhaus G 1995 *Phys. Rev.* **100** 580  
 [18] Collins S, Lowe D, Barker J R 1987 *J. Phys. C* **20** 6233  
 [19] Guo H, Diff K, Neofotistos G, Gunton J D 1988 *Appl. Phys. Lett.* **53** 131  
 [20] Zhang J F, Gu B Y 1991 *Phys. Rev. B* **43** 5028  
 [21] Kim J U, Lee H H 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 907  
 [22] Ban S L, Hasbun J E, Liang X X 2000 *Acta Scientiarum Naturalium Universitatis NeiMongol* **31** 25 (in Chinese) [班士良, Hasbun J E, 梁希侠 2000 内蒙古大学学报 (自然科学版) **31** 25]  
 [23] Wang L G, Yang W, Chang K, Chan K S 2005 *Phys. Rev. B* **72** 153314  
 [24] BenDaniel D J, Duke C B 1996 *Phys. Rev. B* **152** 683  
 [25] Gong J 2005 *Ph. D. Dissertation* (Hohhot: Inner Mongolia University) (in Chinese) [宫箭 2005 博士学位论文 (呼和浩特: 内蒙古大学)]

# Time of spin-polarized tunneling through a symmetric double-barrier quantum well structure\*

Wang Rui-Qin Gong Jian<sup>†</sup> Wu Jian-Ying Chen Jun

(School of Physics Sciences and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China)

(Received 8 November 2012; revised manuscript received 13 December 2012)

## Abstract

Tunneling time is an important factor to describe quantum electronic device. In this paper, the dynamic problem of spin-dependent tunneling is investigated by solving the time-dependent Schrödinger equation. The transmission coefficient and tunneling lifetime are discussed by use of mixing transfer-matrix and Runge-Kutta method. The  $k^3$  Dresselhaus term is considered to correct the effective Hamiltonian of the system in our calculation. The results show that the transmission peak of the electrons with different spin orientations split obviously. The building time and the tunneling lifetime through the double-barrier structure of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  material are different for the spin-down electron and spin-up electron. These time-dependent properties depend on the electronic spin orientation. It can be considered as one of reasons for spin polarization to appear. Additionally, the steady spin-polarization emerges in the well due to the  $k^3$  Dresselhaus spin-orbit coupling.

**Keywords:** spin-dependent transport, transmission coefficient, tunneling lifetime, polarization efficiency

**PACS:** 73.40.Gk, 72.25.Dc

**DOI:** 10.7498/aps.62.087303

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 1084705) and the Inner Mongolia Talent Developing Foundation, China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: ndgong@imu.edu.cn