

二维自旋轨道耦合电子气中持续自旋螺旋态的稳定性研究*

张磊 李辉武 胡梁宾[†]

(华南师范大学物理与电信工程学院量子信息技术实验室, 广州 510631)

(2011年10月18日收到; 2012年2月20日收到修改稿)

本文利用半经典的自旋密度矩阵方法对二维自旋轨道耦合电子气中持续自旋螺旋态的稳定性进行了一些研究, 重点研究了自旋螺旋态的寿命与其波矢、载流子迁移率、温度、自旋轨道耦合强度、外电场强度等因素之间的关系, 并将部分理论计算结果与最近的一些相关实验结果进行了比较, 发现两者之间大致是符合的.

关键词: 自旋轨道耦合, 持续自旋螺旋态, 自旋弛豫

PACS: 72.10.-d, 72.20.-i, 73.50.Jt

1 引言

自旋电子学是近年来凝聚态物理学中一个非常活跃的研究领域, 其中心主题是对固体电子系统中电子的自旋自由度实行积极的操控, 进而制造出利用电子自旋属性工作的电子器件^[1,2]. 在自旋电子学的诸多需要解决的问题当中, 如何延长固体电子系统中电子自旋极化的弛豫时间(也就是使自旋保持足够长的记忆时间)是一个必须解决的难题^[1-6]. 由于自旋弛豫主要起源于电子的各种类型的自旋轨道耦合作用^[4-9], 从理论上讲, 如果能够以在实验上以一种可控的方式改变固体电子系统中电子的某些自旋轨道耦合作用, 就有可能对电子的自旋弛豫过程实行有效的操控. 最近 Bernevig 等人根据 $SU(2)$ 对称性分析, 从理论上预言, 对于同时存在 Rashba 和 Dresselhaus 两种类型自旋轨道耦合作用的二维电子气, 如果能够调节 Rashba 自旋轨道耦合常数的大小(例如可以通过施加门电压使其发生改变^[9])使之与 Dresselhaus 自旋轨道耦合常数相等, 则对于系统中自旋极化密度沿某一方

向周期性变化的非平衡自旋极化态(称为自旋螺旋态, spin helix), 当自旋极化强度的空间变化周期等于某一特定长度时(与 Rashba-Dresselhaus 自旋轨道耦合常数的大小有关), 该非平衡自旋极化态的寿命从理论上讲可以达到无限长, 因此 Bernevig 等称这种非平衡自旋极化态为持续自旋螺旋态(persistent spin helix)^[10]. 在实际的自旋轨道耦合二维电子气中, 由于存在杂质散射或其他类型的自旋轨道耦合作用, 这种持续自旋螺旋态的寿命不可能无限长, 但其寿命在 Rashba 和 Dresselhaus 两种自旋轨道耦合常数相等时还是有可能能够得到有效的延长. 最近 Weber 等人利用瞬态自旋光栅技术(transient spin grating)从实验上证实了在同时具有 Rashba 和 Dresselhaus 两种类型自旋轨道耦合作用的二维电子气中确实存在具有这种特性的持续自旋螺旋态^[11,12].

在以前有关持续自旋螺旋态的理论分析中, 主要考虑的是一种理想状态, 即忽略杂质散射、温度、外场等因素对持续自旋螺旋态的稳定性的影响. 但对于实际的物理系统, 这些因素都有可能对自旋螺旋态的稳定性产生重要的影响. 为了对最

* 国家自然科学基金(批准号: 10874049)资助的课题.

[†] E-mail: lbhu26@yahoo.com

近的一些相关实验结果取得更好的理解, 在本文中我们对杂质散射、温度、自旋轨道耦合强度、外场等因素对持续自旋螺旋态的稳定性的影响进行了一些理论上的研究. 我们首先利用一种简化的半经典自旋密度矩阵方法建立了一组描述具有线性 Rashba-Dresselhaus 自旋轨道耦合作用的二维电子气中非平衡自旋极化密度随时间演化的动力学方程, 然后利用这组动力学方程研究了自旋螺旋态的寿命与其波矢、载流子迁移率、温度、Rashba-Dresselhaus 自旋轨道耦合强度、外电场强度等因素之外的关系, 并将所得到的部分理论计算结果与最近的一些相关实验结果进行了一些比较, 得到了一系列较有意义的结论. 下面我们先对计算中用到的理论模型和计算方法作些简单介绍, 然后再对所得到的理论计算结果进行较为详细的讨论.

2 理论模型和计算方法

考虑一个同时具有线性 Rashba-Dresselhaus 自旋轨道耦合作用的二维电子气, 其哈密顿量的一般形式可写为^[13-15]

$$H = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + V(\mathbf{r}) + H_{\text{so}},$$

$$H_{\text{so}} = k_j A_{j\alpha} \sigma_\alpha, \quad (1)$$

式中 m^* 是电子的有效质量, k 是电子的波矢, $V(\mathbf{r})$ 是外电场的电势, σ 是自旋 Pauli 矩阵, H_{so} 是电子的自旋轨道耦合作用. 我们把自旋轨道耦合作用项写成并矢的形式, 其中矩阵元 $A_{j\alpha}$ 是自旋轨道耦合常数, 它耦合了电子动量的 j 分量和自旋的 α 分量. 自旋轨道耦合矩阵 A 的具体形式与空间坐标系和自旋坐标系的选取方式有关, 后面将再作讨论.

在半经典近似下, 电子的与空间位置有关的自旋极化密度、自旋流密度等物理量均由电子的密度矩阵决定:

$$S_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \text{Tr} \int [\rho(\mathbf{r}, \mathbf{k}), \sigma_\alpha] d^2 \mathbf{k}, \quad (2)$$

$$J_\alpha^j(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \text{Tr} \int [\rho(\mathbf{r}, \mathbf{k}), \nu_\alpha^j] d^2 \mathbf{k}, \quad (3)$$

式中 ρ 是电子的 Wigner 密度矩阵^[16], 其在自旋空间中是一个 2×2 的矩阵; $\nu_\alpha^j = \frac{1}{2}(\nu_j \sigma_\alpha + \sigma_\alpha \nu_j)$ 是电子的自旋流密度算符, 其中 $\nu_j = \hbar^{-1} \frac{\partial H}{\partial k_j}$ 是电子的速度算符. 利用泡利矩阵, 可以将电子的密度矩

阵和速度算符展开成如下的形式:

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_0 + \rho_\alpha \sigma_\alpha), \quad (4)$$

$$\nu_j = (\nu_n^j + \nu_{\sigma_\alpha}^j \sigma_\alpha), \quad (5)$$

其中 $\nu_n^j = \frac{\hbar k_j}{m^*}$, $\nu_{\sigma_\alpha}^j = \frac{A_{j\alpha}}{\hbar}$, ρ_0 和 ρ_α 都是电子坐标和动量的函数. 利用 (4), (5) 式, 与空间位置有关的自旋极化密度和自旋流密度可以表示为

$$S_\alpha(\mathbf{r}) = \int \rho_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{k}) d^2 \mathbf{k}, \quad (6)$$

$$J_\alpha^j(\mathbf{r}) = \int (\nu_n^j \rho_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + \nu_{\sigma_\alpha}^j \rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{k})) d^2 \mathbf{k}. \quad (7)$$

下面我们用半经典的密度矩阵运动方程来求电子密度矩阵的近似解. 利用海森伯运动方程, 从哈密顿量 (1) 出发, 很容易得出密度矩阵的半经典运动方程具有如下形式^[17]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho}{\partial t} - \sum_j \frac{1}{\hbar} \frac{\partial V}{\partial x_j} \frac{\partial \rho}{\partial k_j} \\ & + \frac{1}{2} \sum_j \left\{ \nu_j, \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \right\} + \sum_j ik_j [\nu_j, \rho] \\ & = \text{St}[\rho], \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $\text{St}[\rho]$ 是杂质散射积分, 其具体形式与杂质散射势的具体形式有关. 为求得密度矩阵的近似解, 我们对方程 (8) 作通常的弛豫时间近似, 即将其中的杂质散射积分近似用一个弛豫时间 τ 表示出来^[17], 从而将方程 (8) 简化成如下的形式:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho}{\partial t} - \sum_j \frac{1}{\hbar} \frac{\partial V}{\partial x_j} \frac{\partial \rho}{\partial k_j} \\ & + \frac{1}{2} \sum_j \left\{ \nu_j, \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \right\} + \sum_j ik_j [\nu_j, \rho] \\ & = -\frac{\rho - \rho_{\text{eq}}}{\tau}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 ρ_{eq} 是当系统处在平衡态时的密度矩阵.

方程 (9) 可以用迭代方法求解, 即将平衡态时的密度矩阵 ρ_{eq} 作为零级近似, 然后进行迭代求解. 将方程 (9) 的一级迭代近似解代入 (6), (7) 式, 然后通过一些简单的代数运算, 可以得出电子的自旋极化密度、自旋流密度满足如下形式的守恒方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial S_\alpha}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial J_\alpha^j}{\partial x_j} \\ & - \frac{2m^*}{\hbar^2} \sum_{j, \beta, \gamma} \xi_{\alpha\beta\gamma} A_{j\beta} J_\gamma^j + \frac{1}{\tau} S_\alpha \\ & = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

式中 $\xi_{\alpha\beta\gamma}$ 代表通常的 Levi-Civita 符号. 上式中的第三项起源于电子的自旋轨道耦合作用, 它描述的是 Dyakonov-Perel 自旋弛豫效应^[13]. 将方程 (9) 的一级近似解代入 (7) 式并只保留自旋轨道耦合常数的一次项, 可以得出自旋流密度的下述近似表达式:

$$J_{\alpha}^j = -D \frac{\partial S_{\alpha}}{\partial x_j} + \mu E_j S_{\alpha} + \frac{2m^* D}{\hbar^2} \sum_{\beta\gamma} \xi_{\alpha\beta\gamma} A_{j\beta} S_{\gamma}, \quad (11)$$

式中 $D = \frac{k_B T \tau}{m^*}$ 是载流子扩散系数, $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$ 是载流子迁移率. 在得出上式的过程中我们作了如下的近似: $\langle \nu_n^j \nu_n^l \rangle = \delta_{jl} k_B T / m^*$. 这一近似对密度非简并的二维电子气是合适的.

将 (11) 式代入 (10) 式中, 我们将得到一个描述系统中非平衡自旋极化密度随时间演化的方程. 下面我们将具体考虑一个沿 [001] 方向生长的不对称 GaAs 量子阱中的二维电子气. 为了研究外电场对自旋螺旋态的稳定性影响, 我们设在二维电子气平面内施加有外电场. 我们选取二维电子气

平面的法线方向 z 轴; 外电场 \mathbf{E} 的方向为 x 轴, 其与 [100] 方向之间的夹角为 θ ; 选取自旋坐标轴平行于空间坐标轴. 对于这样选定的空间和自旋坐标系, Rashba-Dresselhaus 自旋轨道耦合项写成如下的形式:

$$H_{\text{so}} = k_x (A_{xx} \sigma_x + A_{xy} \sigma_y) + k_y (A_{yx} \sigma_x + A_{yy} \sigma_y), \quad (12)$$

$$A_{xx} = -\alpha_D \cos 2\theta, \quad A_{xy} = \alpha_D \sin 2\theta - \alpha_R, \quad (13)$$

$$A_{yx} = \alpha_D \sin 2\theta + \alpha_R, \quad A_{yy} = \alpha_D \cos 2\theta, \quad (14)$$

式中 α_R 和 α_D 分别是 Rashba 和 Dresselhaus 自旋轨道耦合常数^[14,15].

将 (13), (14) 式中给出的自旋轨道耦合系数 $A_{j\alpha}$ 代入方程 (10), (11), 然后经过简单整理, 我们得到一个描述系统中非平衡自旋极化密度随时间演化的方程:

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} - \boldsymbol{\Omega} \nabla^2 \mathbf{S} + \boldsymbol{\Gamma} \nabla \mathbf{S} - \mathbf{A} \mathbf{S} = 0, \quad (15)$$

式中 $\boldsymbol{\Omega}$, $\boldsymbol{\Gamma}$, \mathbf{A} 都是 3×3 矩阵, 其具体表达式为

$$\boldsymbol{\Omega} = \begin{pmatrix} D & & \\ & D & \\ & & D \end{pmatrix},$$

$$\boldsymbol{\Gamma} = \begin{pmatrix} \mu E & 0 & 2D(B_{xy} + B_{yy}) \\ 0 & \mu E & -2D(B_{xx} + B_{yx}) \\ -2D(B_{xy} + B_{yy}) & 2D(B_{xx} + B_{yx}) & \mu E \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} -D(B_{xy}^2 + B_{yy}^2) - \frac{1}{\tau} & D(B_{xx}B_{xy} + B_{yx}B_{yy}) & \mu E(B_{xy} + B_{yy}) \\ D(B_{xx}B_{xy} + B_{yx}B_{yy}) & -D(B_{xx}^2 + B_{yx}^2) - \frac{1}{\tau} & -\mu E(B_{xx} + B_{yx}) \\ -\mu E(B_{xy} + B_{yy}) & \mu E(B_{xx} + B_{yx}) & -D(B_{xx}^2 + B_{yx}^2 + B_{xy}^2 + B_{yy}^2) - \frac{1}{\tau} \end{pmatrix},$$

其中 $D = \frac{k_B T \tau}{m^*}$, $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$, $B_{j\alpha} = \frac{2m^* A_{j\alpha}}{\hbar^2}$.

3 计算结果与讨论

下面我们利用描述系统中非平衡自旋极化密度随时间演化的方程 (15) 来讨论同时存在 Rashba 和 Dresselhaus 两种类型自旋轨道耦合作用的二维电子气中持续自旋螺旋态的稳定性. 对于沿 [001]

方向生长的不对称 GaAs 量子阱中的二维电子气, 持续自旋螺旋态是沿 [001] 方向极化、自旋极化密度沿 [110] 方向周期性变化的非平衡自旋极化态^[10]. 我们假定在 $t = 0$ 时在系统中产生了一个这样的自旋螺旋态 (实验上这样的自旋螺旋态可以利用瞬态自旋光栅技术产生^[11,12]). 为了研究自旋螺旋态在外电场下的稳定性, 我们设在二维电子气平面内施加有一外电场, 外电场方向自旋螺旋态的波矢方向.

根据方程 (15), 非平衡自旋极化密度随时间和空间的变化 (沿自旋螺旋态的波矢方向) 可由下式描述:

$$\mathbf{S}(x, t) = \sum_{l=1,2,3} c_l \mathbf{m}_l e^{iqx - \lambda_l t}, \quad (16)$$

式中 q 是自旋螺旋态的波矢, \mathbf{m}_l 和 λ_l 是自旋密度演化方程 (15) 的三个本征向量和本征值, 它们可以由下式求出:

$$(q^2 \boldsymbol{\Omega} + iq\boldsymbol{\Gamma} - \boldsymbol{\Lambda})\mathbf{m}_l = \lambda_l \mathbf{m}_l. \quad (17)$$

至于方程 (16) 中的系数 c_l , 它们可由初始条件 (即初始自旋极化密度) 确定.

从方程 (16), (17) 可以看出, 自旋螺旋态的自旋极化弛豫速率取决于系数矩阵 $(q^2 \boldsymbol{\Omega} + iq\boldsymbol{\Gamma} - \boldsymbol{\Lambda})$ 的本征值的实部大小. 由本征方程 (17) 我们可以得到三个本征模, 其相应的本征值 λ_l ($l = 1, 2, 3$) 的实部的倒数可以定义为该本征模的寿命 ($\tau_s^{(l)} = 1/\text{Re}[\lambda_l]$). 图 1 所示为通过数值计算得到的自旋极化密度演化方程的三个本征模的寿命 $\tau_s^{(l)}$ ($l = 1, 2, 3$) 与自旋螺旋态的波矢 q 之间的关系. 从图中可以清楚地看出, 三个本征模的寿命的大小与自旋螺旋态的波矢 q 之间的关系是不一样的. 其中一个本征模的寿命 (在图 1 中标识为 $\tau_s^{(3)}$) 在波矢 q 等于某一特定值 q_{\max} ($q_{\max} \simeq 4m^* \alpha_R / \hbar^2$) 时具有最大值. 这意味着在波矢 $q = q_{\max}$ 时该本征模的自旋弛豫得到了有效抑制. 这一本征模所描述的自旋极化态即为文献 [10] 中所定义的持续自旋螺旋态 (persistent spin helix). 在文献 [10] 中因为没有考虑杂质散射的影响, 该自旋螺旋态的寿命在 $q = q_{\max} = 4m^* \alpha_R / \hbar^2$ 时可以是无限长 (因而被称之为持续自旋螺旋态). 在考虑了杂质散射的影响后, 该自旋螺旋态的寿命在 $q = q_{\max}$ 时是有限的, 其自旋弛豫过程只是相对来说得到了一定程度的抑制, 如图 1 所示. 此外需要特别指出的是, 根据 (16) 式, 似乎图 1 中所示的三个本征模都应对自旋螺旋态的自旋弛豫起作用. 但实际上对于初始自旋极化方向沿 [001] 方向、波矢 $q \simeq q_{\max} \simeq 4m^* \alpha_R / \hbar^2$ 的自旋螺旋态, 起主要作用的是图 1 中所示的第三个本征模. 其原因是, 对于初始自旋极化方向沿 [001] 方向的自旋螺旋态, 根据初始条件可以得出在 (16) 式中与图 1 中所示的第一个本征模相对应的系数 $c_1 = 0$, 即该本征模对初始自旋极化方向沿 [001] 方向的自旋螺旋态的

自旋弛豫不起作用. 另一方面, 由于第二个本征模的寿命 $\tau_s^{(2)}$ 在 $q \simeq q_{\max}$ 时远小于第三个本征模的寿命 $\tau_s^{(3)}$, 相对于第三个本征模, 该本征模很快就衰减掉了. 由于上述原因, 对于初始自旋极化方向沿 [001] 方向、波矢 $q \simeq q_{\max} \simeq 4m^* \alpha_R / \hbar^2$ 的自旋螺旋态, 其自旋弛豫速率主要取决于图 1 中所示的第三个本征模的寿命的大小. 上述理论计算结果与文献 [11, 12] 的相关实验结果是一致的 (例如可参见文献 [12] 中图 1(b) 所示的相关实验结果). 从图 1 所示计算结果我们也可以清楚地看出, 虽然在波矢 $q \simeq q_{\max} \simeq 4m^* \alpha_R / \hbar^2$ 处自旋螺旋态的自旋极化弛豫得到了一定程度的抑制, 但是当波矢 q 偏离其峰值位置时, 自旋寿命出现了快速衰减, 这也与相关实验结果是符合的 [12].

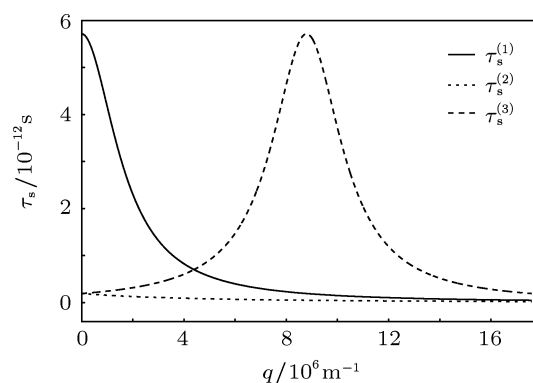


图 1 自旋密度演化方程 (15) 的三个本征模的寿命 $\tau_s^{(l)}$ ($l = 1, 2, 3$) 与自旋螺旋态的波矢 q 之间的关系. 其中一个本征模的寿命 (在图中标识为 $\tau_s^{(3)}$) 在 $q \simeq 4m^* \alpha_R / \hbar^2 \simeq 8.79 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 处有一极大值. (计算中用到的物理参数如下: $\alpha_R = \alpha_D = 0.025 \text{ eV} \cdot \text{\AA}$, $\mu = 1.50 \times 10^5 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$, $T = 50 \text{ K}$, $E = 0$)

由于对初始自旋极化方向沿 [001] 方向、波矢 $q \simeq 4m^* \alpha_R / \hbar^2$ 的自旋螺旋态, 其自旋弛豫速率主要取决于图 1 中所示的第三个本征模 (以下简称本征模 3) 的寿命的大小, 下面我们将针对该本征模的性质作一些更详细的讨论. 图 2 所示为当载流子迁移率取不同值时本征模 3 的寿命与自旋螺旋态的波矢 q 之间的关系. 从图中可以看出, 当载流子迁移率取不同值时, 自旋螺旋态寿命峰值出现的位置基本保持不变, 都出现在 $q \simeq 4m^* \alpha_R / \hbar^2$ 的位置, 但峰值的大小则随载流子迁移率的减小而迅速减小. 这说明杂质散射效应对自旋螺旋态的稳定性有着显著的影响, 杂质散射效应越强, 自旋螺旋态越不稳定. 图 3 所示为当温度取不同值时本征模 3 的寿命与自旋螺旋态的波矢 q 之间的关系. 从图中可

可以看出,总的来说温度越高自旋螺旋态的稳定性越差,但自旋螺旋态寿命的峰值及峰值出现的位置对温度变化的敏感性则较低.

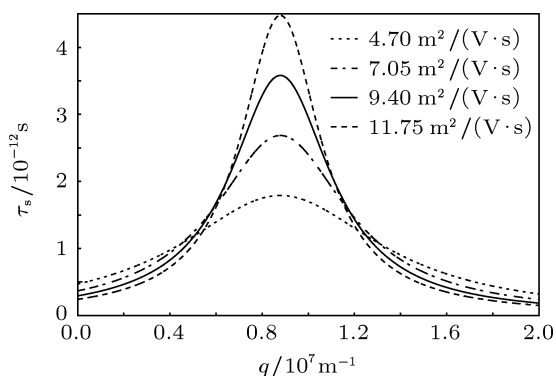


图2 当载流子迁移率取不同值时,自旋螺旋态的寿命与其波矢 q 之间的关系(除载流子迁移率之外,计算中用到的其他物理参数与图1中的相同)

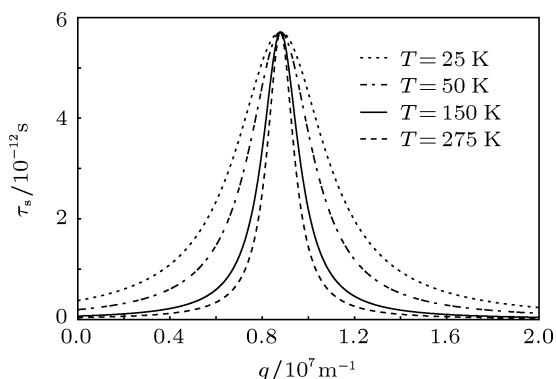


图3 当温度取不同值时,自旋螺旋态的寿命与其波矢 q 之间的关系(除温度之外,计算中用到的其他物理参数与图1中的相同)

根据文献 [10] 理论分析可知,严格意义上的持续自旋螺旋态只有在 Rashba 和 Dresselhaus 两种自旋轨道耦合常数的大小相等时才能存在.但从实验的角度讲,很难做到让两种自旋轨道耦合常数的大小完全相等.因此我们有必要考察当 Rashba 和 Dresselhaus 两种自旋轨道耦合常数的大小非常接近但不完全相等时自旋螺旋态的稳定性是否也能维持.图4所示为当 Dresselhaus 自旋轨道耦合常数取固定值 ($\alpha_D = 0.025 \text{ eV} \cdot \text{\AA}$)、但 Rashba 自旋轨道耦合常数与之有微小偏离时自旋螺旋态的寿命与其波矢 q 之间的关系.从图中可以清楚地看出,当 Rashba 和 Dresselhaus 两种自旋轨道耦合常数的大小非常接近但不完全相等时,自旋螺旋态的寿命与其波矢 q 之间的关系与 Rashba 和 Dresselhaus 两

种自旋轨道耦合常数相等时的情况非常类似.这说明虽然在实验上很难做到让 Rashba 和 Dresselhaus 两种自旋轨道耦合常数的大小完全相等,但只要能够做到让 Rashba 和 Dresselhaus 两种自旋轨道耦合常数的大小非常接近,具有较长寿命的自旋螺旋态是能够在实验上被观测到的 [12].

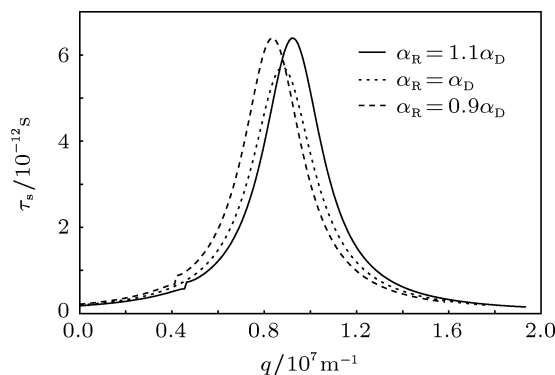


图4 当 Dresselhaus 自旋轨道耦合常数 α_D 取固定值 ($\alpha_D = 0.025 \text{ eV} \cdot \text{\AA}$)、Rashba 自旋轨道耦合常数 α_R 与之有微小偏离时自旋螺旋态的寿命与其波矢 q 之间的关系(除自旋轨道耦合常数之外,计算中用到的其他物理参数与图1中的相同)

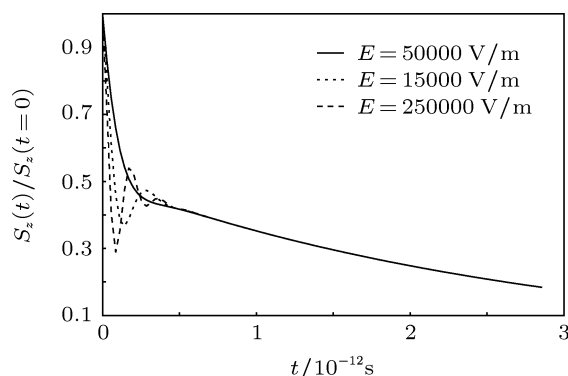


图5 当外电场强度取不同值时,初始极化方向沿 [001] 方向、波矢 $q = 4m^* \alpha_R / \hbar^2$ 的自旋螺旋态的自旋极化密度 ($S_z(t) / S_z(t=0)$) 随时间的变化关系(除外电场强度之外,计算中用到的其他物理参数与图1中的相同)

在前面的计算中我们没有考虑外电场的影响,即在所有的计算中都取外电场强度 $E = 0$.现在来看看外电场对自旋螺旋态的稳定性有何影响.通过数值计算我们发现,当外电场强度 $E \neq 0$ 时,与自旋密度演化方程 (15) 的三个本征模相对应的三个本征值的实部的大小基本上不随外电场强度的变化而发生改变,但其虚部的大小则与外电场强度的大小有关.这说明外电场对自旋螺旋态的寿命的影响很小,但外电场对自旋螺旋态的自旋弛豫过程则有一定程度的影响.图5所示为当外电场强度

取不同值时自旋螺旋态的自旋极化密度随时间的变化关系. 从图中可以看出, 当外电场强度的大小发生改变时, 虽然自旋螺旋态的自旋弛豫过程与外电场强度的大小有关, 但其寿命则基本保持不变, 说明自旋螺旋态在外电场下是非常稳定的. 这一特性对自旋螺旋态的实际应用可能是很有意义的.

4 结论

本文利用半经典的自旋密度矩阵方法对二维自旋轨道耦合电子气中持续自旋螺旋态的稳定性进行了一些研究, 重点研究了持续自旋螺旋态的寿命与其波矢、载流子迁移率、温度、Rashba-Dresselhaus 自旋轨道耦合强度、外电场强度等因素之间的关系. 计算结果表明, 当 Rashba 和 Dresselhaus 两种自旋轨道耦合常数的大小相等时, 自旋螺旋态的寿命在其波矢 q 等于某一特定值 q_{\max} 时

具有最大值; 该峰值出现的位置 (即 q_{\max} 的大小) 主要取决于 Rashba-Dresselhaus 自旋轨道耦合常数的大小, 与载流子迁移率、温度、外电场强度等因素基本无关, 但峰值的大小则随载流子迁移率的减小而迅速减小, 说明杂质散射效应对自旋螺旋态的稳定性有着显著的影响, 杂质散射效应越强, 自旋螺旋态越不稳定. 温度对自旋螺旋态的稳定性也有一定影响, 温度越高自旋螺旋态的稳定性越差. 外电场对自旋螺旋态的稳定性的影响则非常小. 此外计算结果还表明, 当 Rashba 和 Dresselhaus 两种自旋轨道耦合常数的大小不相等但彼此很接近时, 自旋螺旋态的寿命与其波矢之间的关系与两种自旋轨道耦合常数大小相等时的情况非常类似. 通过将文中所得到的部分理论计算结果与最近的一些相关实验结果进行比较, 发现两者之间大致是符合的, 说明本文所利用的这种简化的半经典自旋密度矩阵方法能够对实际物理系统中持续自旋螺旋态的一些基本特性予以较好的理论描述.

-
- [1] Zutic I, Fabian J, Das Sarma S 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [2] Awschalom D, Loss D, Samarth N 2002 *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation* (Berlin: Springer)
- [3] Awschalom D, Flatte M E 2007 *Nature Physics* **3** 153
- [4] Wu M M, Jiang J H, Weng M Q 2010 *Physics Reports* **493** 61
- [5] Xia J B, Ge W K, Chang K 2008 (in Chinese) [夏建白, 葛惟昆, 常凯 2008 半导体自旋电子学 (北京: 科学出版社)]
- [6] Wang J W, Li S S, Xia J B 2006 **26** 228 (in Chinese) [王建伟, 李树深, 夏建白 2006 物理学进展 **26** 228]
- [7] Jiang H L, Zhang R J, Zhou H M, Yao D Z, Xiong G G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 017204 (in Chinese) [蒋洪良, 张荣军, 周宏明, 姚端正, 熊贵光 2011 物理学报 **60** 017204]
- [8] Liu X D, Wang W Z, Gao R X, Zhao J H, Wen J H, Lin W Z, Lai T S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3857 (in Chinese) [刘晓东, 王玮竹, 高瑞鑫, 赵建华, 文锦辉, 林位株, 赖天树 2008 物理学报 **57** 3857]
- [9] Winkler R 2003 *Spin-Orbit Coupling Effects in Two Dimensional Electron and Hole Systems* (Berlin: Springer)
- [10] Bernevig B A, Orenstein J, Zhang S C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 236601
- [11] Weber C P, Orenstein J, Bernevig B A, Zhang S C, Stephens J, Awschalom D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 076604
- [12] Koralek J D, Weber C P, Orenstein J, Bernevig B A, Zhang S C, Mack S, Awschalom D 2009 *Nature* **458** 610
- [13] Dyakonov M I, Perel V I 1971 *Soviet Phys. JETP* **33** 1503
- [14] Bychkov Y, Rashba E I 1984 *J. Phys. C* **17** 6039
- [15] Dresselhaus G 1955 *Phys. Rev.* **100** 580
- [16] Wigner E 1932 *Phys. Rev.* **40** 749
- [17] Vasko F T, Raichev O E 2005 *Quantum kinetic theory and application* (Berlin: Springer)

Study of stability of persistent spin helix in two-dimensional electron gases with spin-orbit coupling*

Zhang Lei Li Hui-Wu Hu Liang-Bin[†]

(Laboratory of Quantum Information Technology, School of Physics and Telecommunication Engineering,

South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

(Received 18 October 2011; revised manuscript received 20 February 2012)

Abstract

We study theoretically the stability of persistent spin helix in two-dimensional electron gases with spin-orbit coupling by a semi-classical spin density matrix method. The possible influences of disordering scattering, temperature, spin-orbit coupling strength and external electric field on the lifetime of persistent spin helix state are investigated. The theoretical results are found to be in agreement with some recent relevant experimental results.

Keywords: spin-orbit coupling, persistent spin helix, spin relaxation

PACS: 72.10.-d, 72.20.-i, 73.50.Jt

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874049).

[†] E-mail: lbhu26@yahoo.com