Известия НАН Армении, Физика, т.45, №4, с.265-273 (2010)

УДК 531.534

КРАЕВЫЕ СПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ ПРИ НАЛИЧИИ ЭФФЕКТА ЗЕЕМАНА

В.Л. ГРИГОРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 10 марта 2010 г.)

Рассмотрены краевые спиновые состояния, вызванные совместным действием спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы и зеемановского взаимодействия или спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауса и зеемановского взаимодействия, а также ограничивающего плоского потенциального барьера в двумерной электронной системе, подвергнутой действию перпендикулярного квантующего магнитного поля. Получена точная аналитическая формула для дисперсионных соотношений краевых спиновых состояний и рассмотрен их энергетический спектр как функция от импульса и магнитного поля. Вычислены средние компоненты спина и среднее поперечное положение электрона. Показано, что, снимая спиновое вырождение спина, спин-орбитальное взаимодействие не только расщепляет краевые состояния спина по энергии, но также вызывает их пространственное разделение. В зависимости от типа спин-орбитальной связи и главного квантового числа зеемановское взаимодействие в комбинации со спин-орбитальным взаимодействием увеличивает или уменьшает расщепление объемных уровней Ландау и имеет слабое влияние на краевые спиновые состояния.

1. Введение

Принципиальная роль спин-орбитального взаимодействия (SOI) состоит в его способности связать степени свободы заряда и спина электрона, что существенно для изучения новых физических явлений [1-3]. В отличие от заряда, спин электрона имеет два значения и образует два системных компонента, которые могут быть отделены, как в спиновом эффекте Холла [4,5] и эффекте спинового сопротивления Холла [6] или же перемешаны посредством спинового кулоновского сопротивления [7,8]. Есть различные механизмы реализации спин-орбитального взаимодействия [1], и взаимодействие между ними дает большие возможности для изучения явлений и потенциальных приложений [9,10].

В нашей предыдущей работе были изучены краевые спиновые состояния, вызванные совместным действием SOI и ограничивающего плоского потенциального барьера в двумерной электронной системе (2DES), подвергнутой действию перпендикулярного квантующего магнитного поля [11].

Используя параболические цилиндрические функции, мы получили точную аналитическую формулу для дисперсионных соотношений спиновых краевых состояний. В этой работе, однако, пренебрегалось зеемановским взаимодействием и учитывался только один тип спин-орбитального взаимодействия – взаимодействие Бычкова–Рашбы.

В данной работе мы представляем аналитическое решение краевых спиновых состояний, вызванных совместным действием спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы и зеемановского взаимодействия или спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауса и зеемановского взаимодействия, а также ограничивающего плоского потенциального барьера в двумерной электронной системе, подвергнутой действию перпендикулярного квантующего магнитного поля. Получена точная формула для электронной энергетической дисперсии, рассмотрены спектральные свойства и особенности переноса краевых спиновых состояний и показано, что SOI приводит к новым интересным эффектам. Снимая вырождение спина, SOI не только создает расщепление краевых состояний по энергии, но также приводит к их пространственному разделению. Этот эффект пропущен в приближенном подходе, принятом в [12]. Нами показано, что в зависимости от типа спин-орбитальной связи и главного квантового числа, зеемановское взаимодействие в комбинации со спин-орбитальным взаимодействием увеличивает или уменьшает расщепление объемных уровней Ландау и имеет сравнительно слабое влияние на краевые спиновые состояния. Разработанный подход одинаково применим к магнитным краевым состояниям вдоль магнитных интерфейсов, созданных неоднородными магнитными полями.

2. Теоретический подход

Предположим, что двумерная электронная система находится в потенциальной яме, которая сформирована в плоскости (001) полупроводниковой гетероструктуры цинковой обманки и подвергнута действию перпендикулярного однородного магнитного поля, $\mathbf{B} = B_0\hat{z}$. Движение электронов в 2DES ограничено бесконечным потенциалом $V(x) = \infty$ при $x < 0$. Используя вычисления, представленные в работе [11] при учете зеемановского расщепления, можно получить следующие точные дисперсионные уравнения для краевых спиновых состояний:

$$c_- D_{\mu_+}\left(-X\left(k_y\right)\right) D_{\mu_- -1}\left(-X\left(k_y\right)\right) = c_+ D_{\mu_-}\left(-X\left(k_y\right)\right) D_{\mu_+ -1}\left(-X\left(k_y\right)\right), \tag{1}$$

$$\tilde{c}_- D_{\tilde{\mu}_+}\left(-X\left(k_y\right)\right) D_{\tilde{\mu}_- -1}\left(-X\left(k_y\right)\right) = \tilde{c}_+ D_{\tilde{\mu}_-}\left(-X\left(k_y\right)\right) D_{\tilde{\mu}_+ -1}\left(-X\left(k_y\right)\right) \tag{2}$$

для SOI Рашбы и Дрессельхауса, соответственно. Здесь $D_{\mu,\tilde{\mu}_\pm}(z)$ – параболическая цилиндрическая функция, где

$$\mu_{\pm}(\nu,\gamma_R,\gamma_Z)=\nu+1/2+\gamma_R^2/2\pm\sqrt{\nu\gamma_R^2+\left(1+\gamma_R^2\right)^2/4+\gamma_Z(\gamma_Z+1)},$$
$$c_{\pm}(\nu,\gamma_R,\gamma_Z)=-(1/\gamma_R)\left(1/2+\gamma_R^2/2+\gamma_Z\pm\sqrt{\nu\gamma_R^2+\left(1+\gamma_R^2\right)^2/4+\gamma_Z(\gamma_Z+1)}\right), \tag{3}$$

для SOI Бычкова–Рашбы (БР) и

$$\tilde{\mu}_{\pm}(\nu,\gamma_R,\gamma_Z)=\nu+\frac{1}{2}+\frac{\gamma_D^2}{2}\pm\sqrt{\nu\gamma_D^2+\frac{1}{4}\left(1+\gamma_D^2\right)^2+\gamma_Z(\gamma_Z-1)},$$
$$\tilde{c}_{\pm}(\nu,\gamma_R,\gamma_Z)=i\frac{1}{\gamma_R}\left(\frac{1}{2}+\frac{\gamma_D^2}{2}-\gamma_Z\pm\sqrt{\nu\gamma_D^2+\frac{1}{4}\left(1+\gamma_D^2\right)^2+\gamma_Z(\gamma_Z-1)}\right) \tag{4}$$

для SOI Дрессельхауса (Д), где $c_{\pm}=b_{\pm}/a_{\pm}$ и $\tilde{c}_{\pm}=\tilde{a}_{\pm}/\tilde{b}_{\pm}$. В безразмерных единицах мы выражаем энергию $E\to(\nu+1/2)\hbar\omega_B$ в единицах циклотронной энергии, $\hbar\omega_B\equiv\hbar eB_0/m^*c$, а длину $x\to xl_B/\sqrt{2}$ в магнитной длине, $l_B\equiv\sqrt{\hbar c/eB_0}$. Мы вводим также безразмерные константы взаимодействия SOI Бычкова–Рашбы
и Дрессельхауса $\gamma_R=\sqrt{2}\alpha_R/v_B$ и $\gamma_D=\sqrt{2}\alpha_D/v_B$ с циклотронной скоростью $v_B=\hbar/m^*l_B$ и безразмерную координату центра орбитального вращения $X(k_y)=\sqrt{2}k_yl_B$, а также константу зеемановского взаимодействия $\gamma_Z=gm^*\mu_Bc/e\hbar$. Нормировка волновых функций для БР и Д дает амплитуды собственных состояний:

$$a_{\pm}=\left[\int dz\left(\left|D_{\mu\pm}(z)\right|^2+\left|c_{\pm}\right|^2\left|D_{\mu\pm-1}{}^2\right|\right)\right]^{-1/2},$$
$$\tilde{b}_{\pm}=\left[\int dz\left(\left|D_{\tilde{\mu}\pm}(z)\right|^2+\left|\tilde{c}_{\pm}\right|^2\left|D_{\tilde{\mu}\pm-1}{}^2\right|\right)\right]^{-1/2}. \tag{5}$$

Мы строим волновые функции краевых спиновых состояний для SOI БР и Д как

$$\Psi_{k_y}(z)=a\begin{pmatrix}\Psi_{\uparrow k_y}(z)\\ \Psi_{\downarrow k_y}(z)\end{pmatrix},\quad \tilde{\Psi}_{k_y}(z)=\tilde{b}\begin{pmatrix}i\tilde{\Psi}_{\uparrow k_y}(z)\\ \tilde{\Psi}_{\downarrow k_y}(z)\end{pmatrix}, \tag{6}$$

со спинорными компонентами

$$\Psi_{\uparrow k_y}(z)=D_{\mu_+}(z)-rD_{\mu_-}(z),$$
$$\Psi_{\downarrow k_y}(z)=c_+D_{\mu_+-1}(z)-rc_-D_{\mu_--1}(z),$$
$$\Psi_{\uparrow k_y}(z)=\tilde{c}_+^1D_{\tilde{\mu}_+-1}(z)-\tilde{r}\tilde{c}_-^1D_{\tilde{\mu}_--1}(z),$$
$$\tilde{\Psi}_{\downarrow k_y}(z)=D_{\tilde{\mu}_+}(z)-\tilde{r}D_{\tilde{\mu}_-}(z). \tag{7}$$

В уравнениях (7) введены обозначения $r=D_{\mu_+}\left(-X(k_y)\right)/D_{\mu_-}\left(-X(k_y)\right)$ и $\tilde{r}=D_{\tilde{\mu}_+}\left(-X(k_y)\right)/D_{\tilde{\mu}_-}\left(-X(k_y)\right)$. С помощью волновых функций находим

$$S_{sn}^{x,y,z}\left(k_y\right)=\frac{\hbar}{2}\int_0^{\infty}dx\Psi_{k_y}^{*}\left(z\right)\sigma_{x,y,z}\Psi_{k_y}\left(z\right)\Big|_{E=E_{sn}\left(k_y\right)}. \quad (8)$$

3. Спектр краевых спиновых состояний

При наличии перпендикулярного магнитного поля эффективность SOI определяется безразмерными константами взаимодействия γ_R, γ_D, которые обратно пропорциональны квадратному корню напряженности магнитного поля, B_0. Здесь мы приводим результаты вычисления для магнитных полей, соответствующих циклотронному расщеплению приблизительно 5 K. В InAs с электронной эффективной массой $m^* = 0.026m_0$ такое циклотронное расщепление достигается при $B_0 = 0.1$ Т. Приняв коэффициент Рашбы $\alpha_R \approx 112.49$ мэВ Å [1], получим для константы SOI Рашбы $\gamma_R = 0.45$ и, приняв коэффициент Дрессельхауса $\alpha_D \approx 33.33$ мэВ Å [1], находим константу SOI Дрессельхауса $\gamma_D = 0.133$. Используя значение коэффициента Ланде $g = -15$ [13] для объемного InAs, находим константу эффекта Зеемана $|\gamma_Z| = 0.1$. Как мы убедимся ниже, такая сильная относительная связь приводит к существенным изменениям в спектре спиновых краевых состояний, которые измеримы в эксперименте. Константа SOI Рашбы может быть изменена с помощью внешнего электрического поля, в то время как константа SOI Дрессельхауса – изменяя структурные параметры. Для того чтобы эффективно сравнить ситуации БР + З и Д + З и оценить влияние эффекта Зеемана на SOI БР или Дрессельхауса отдельно, мы выполняем свои вычисления для равных констант БР и Д, $\gamma_R = \gamma_D = 0.3$, и зеемановской связи $\gamma_Z = 0.1$. На рис.1 представлен энергетический спектр краевых спиновых состояний, $E_{sn}\left(k_y\right)$, как функция импульса k_y, который мы получили решением дисперсионных уравнений (1) и (2) при наличии SOI Дрессельхауса и эффекта Зеемана (рис.1a) и SOI Бычкова–Рашбы и эффекта Зеемана (рис.1b) при $\gamma_R = \gamma_D = 0.3$ и $\gamma_Z = 0.1$. Видно, что для данного квантового числа n существуют два спиновых магнитных краевых состояния, $E_{\downarrow n}\left(k_y\right)$ и $E_{\uparrow n}\left(k_y\right)$ [11]. При отсутствии эффекта Зеемана спектры SOI БР и Д идентичны и расщепление краевых спиновых состояний увеличивается с квантовым числом n. Обе ветви показывают монотонное поведение во всей области изменения k_y. Для больших положительных значений k_y энергия краевых спиновых состояний дается спин-расщепленными квазиобъемными уровнями Ландау, в то время как при отрицательных значениях k_y спектр описывает спиновые токонесущие орбиты. Влияние эффекта Зеемана на SOI БР и Д слабо для таких значений k_y. На уровнях Ландау влияние эффекта Зеемана для SOI БР отличается от влияния для SOI Д. Видно, что из-за эффекта Зеемана расщепление энергетических уровней для SOI Д увеличивается для всех квантовых чисел n (рис.1a). Ситуация иная в случае SOI БР. При положительных значениях k_y эффект Зеемана уменьшает расщепление энергии для квантовых чисел $n > 1$.

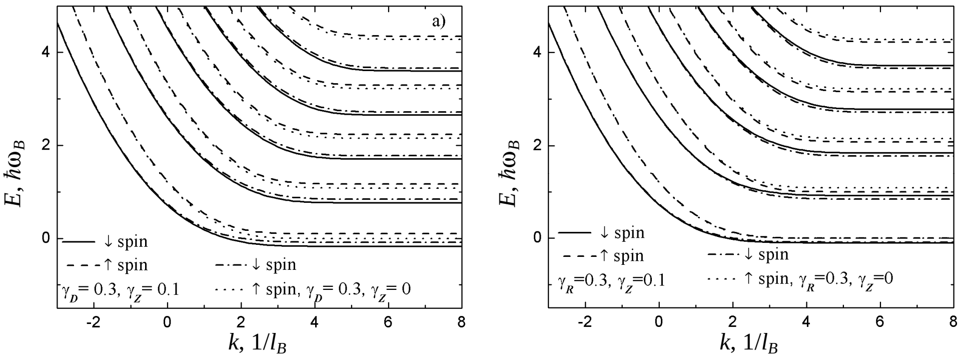

Рис.1. (a) Энергетический спектр для SOI Рашба и эффекта Зеемана. Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, штрихпунктирные и пунктирные кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0$ [11]; (b) для SOI Дрессельхауса и эффекта Зеемана. Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, штрихпунктирные и пунктирные кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = 0$.

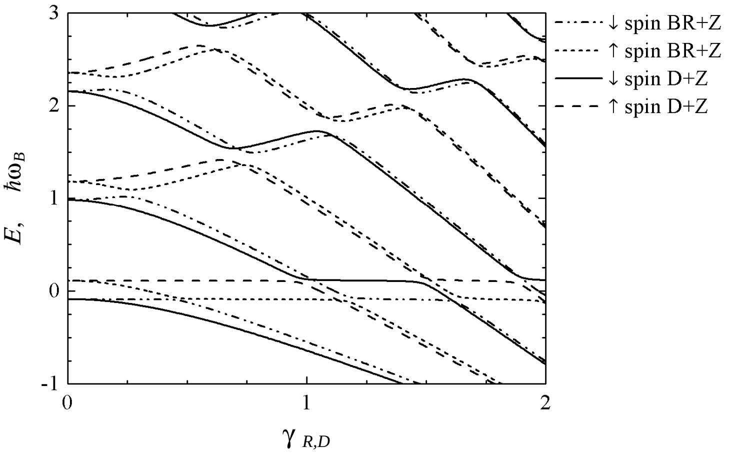

Рис.2. Энергетический спектр краевых спиновых состояний как функция от γ (или что является тем же самым, как функция от $B^{-1/2}$) для $X\left(k_y\right)=3$. Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, штрихпунктирные и пунктирные кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх, когда $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$.

Как показано в [11], при более сильной эффективности SOI энергетический спектр показывает четко проявленные антипересечения. Это явление наблюдается также при наличии эффекта Зеемана. Развитие антипересечений можно видеть на рис.2, где представлена энергия краевых спиновых состояний в зависимости от $\gamma_{R,D}$ или, что то же самое, от $1/\sqrt{B_0}$ для $\gamma_z = 0.1$ и заданного значения координаты центра вращения $X(k_y) = 3$. Из рис.2 следует, что в зависимости от константы SOI или магнитного поля эффект Зеемана может увеличить или уменьшить расщепление энергетических уровней. Видно, что при малых значениях связи SOI расщепление энергетических уровней SOI БР и зеемановского взаимодействия уменьшается и приводит к антипересечениям, в то время как расщепление энергетических уровней SOI Д и зеемановского взаимодействия увеличивается.

На рис.3 представлены средние поперечные положения спиновых краевых состояний спина от границы 2DES в случаях, когда $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$ (рис.3a), $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$ (рис.3b) и $\gamma_{D,R} = 0.3$, $\gamma_Z = 0$ (рис.3c) [11], как функция их центра орбитального движения, определенного как

$$\Delta x_{sn}(k_y) = \int_0^{\infty} dx x \left| \Psi_{k_y}\left[x - X(k_y) \right] \right|^2_{E=E_{sn}(k_y)}. \tag{9}$$

Видно, что за исключением больших положительных значений k_y, положение обходящих орбит расщепляется спином как при отсутствии эффекта Зеемана, так и при его наличии, так, чтобы краевые спиновые состояния вверх и вниз были отделены в пространстве. Из полученного спектра мы вычисляем средние компоненты спина вдоль направлений *x*, *y*, *z* с помощью выражения (9).

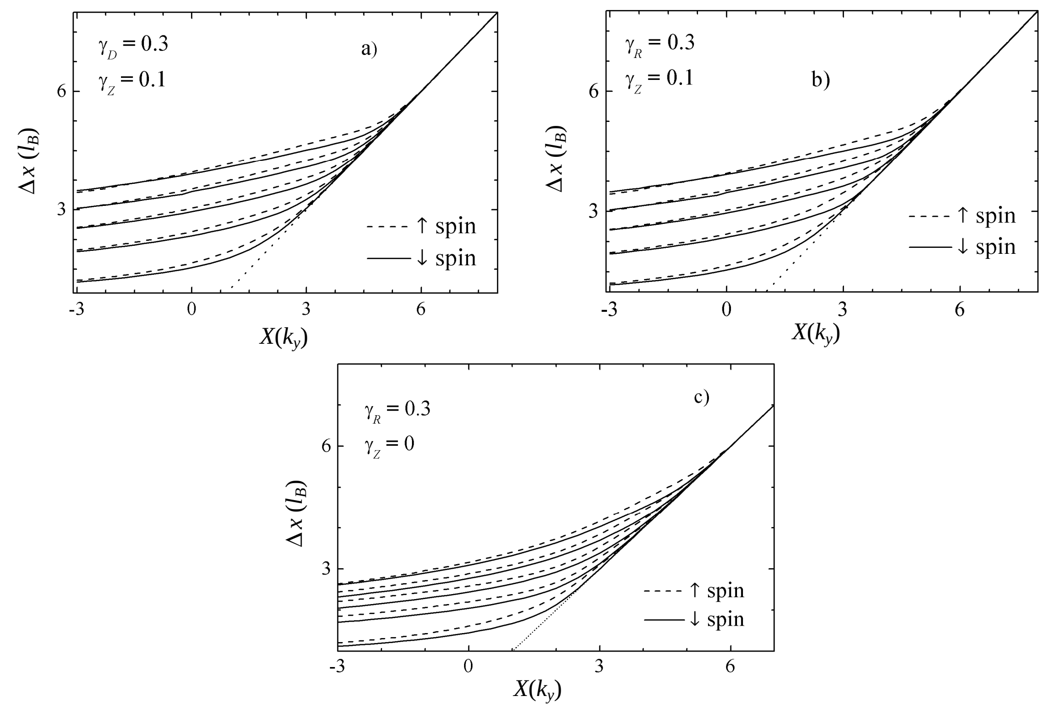

Рис.3. Среднее положение частицы как функция от k_y для (a) $\gamma_D = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, (b) $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, (c) $\gamma_{D,R} = 0.3$, $\gamma_Z = 0$, [11].

Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх.

На рис.4 представлены $S_{sn}^{x,z}\left(k_y\right)$ для случая БР + З и $S_{sn}^{y,z}\left(k_y\right)$ для случая Д + З как функции $X\left(k_y\right)$, когда $\gamma_D = 0.3,\ \ \gamma_Z = -0.1$, (a) n = 1, (b) n = 2, $\gamma_R = 0.3,\ \ \gamma_Z = 0.1$, и $\gamma_{D,R} = 0.3,\ \ \gamma_Z = 0$ для (c) $n = 1$ и (d) $n = 2$. Как показано в [11], в отсутствие эффекта Зеемана при больших положительных значениях k_y, когда электроны далеки от твердой стены, спины главным образом направлены вдоль направления *z*. В противоположном пределе отрицательных значений k_y формируются краевые каналы, и спины главным образом направлены в направлении *x*, перпендикулярно к направлению *y* электронного движения. Ситуация аналогична для SOI БР при наличии эффекта Зеемана, поскольку $S_{sn}^{y}\left(k_y\right) = 0$. Для SOI Д и эффекта Зеемана $S_{sn}^{x}\left(k_y\right) = 0$ и в пределе отрицательного k_y спины главным образом ориентированы в направлении *y*, параллельном направлению электронного движения. Следует отметить, что вследствие расщепления спина абсолютные значения средних компонент спина вверх и вниз не равны, и эта асимметрия становится более сильной с увеличением квантового числа *n*.

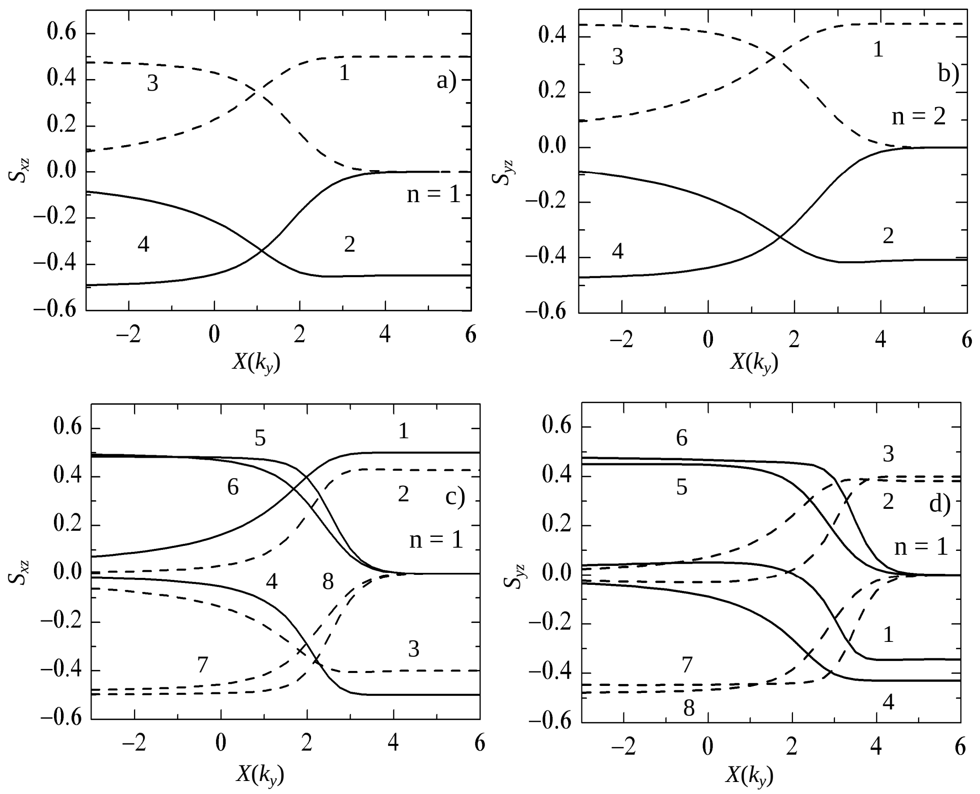

Рис.4. Компоненты xz и yz среднего значения спина в единицах $\hbar$ как функция от $X\left(k_y\right)$ для двух зон: (a) $n = 1$ и (b) $n = 2$ для $\gamma_D = 0.3,\ \ \gamma_Z = 0.1$, (1 – $S_{z\uparrow}$, 2 – $S_{z\downarrow}$, 3 – $S_{y\uparrow}$, 4 – $S_{y\downarrow}$); (c) $n = 1$ и (d) $n = 2$ для $\gamma_R = 0.3,\ \ \gamma_Z = 0.1$ и $\gamma_{D,R} = 0.3,\ \ \gamma_Z = 0$ (1 – $S_{z\downarrow}$, $\gamma_R = 0.3$,

$\gamma_Z = 0.1$, 2 – $S_{z\uparrow}$, $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0$, 3 – $S_{z\uparrow}$,, $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, 4 – $S_{z\downarrow}$, $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0$, 5 – $S_{x\downarrow}$, $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0$, 6 – $S_{x\downarrow}$, $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, 7 – $S_{x\uparrow}$, $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0.1$, 8 – $S_{x\uparrow}$, $\gamma_R = 0.3$, $\gamma_Z = 0$).

4. Заключение

Таким образом, мы представили точное аналитическое решение краевых спиновых состояний, вызванных совместным действием спин–орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы и зеемановского взаимодействия или спин–орбитального взаимодействия Дрессельхауса и зеемановского взаимодействия, а также ограничивающего плоского потенциального барьера в двумерной электронной системе, подвергнутой действию перпендикулярного квантующего магнитного поля. Точное решение проблемы способствует более глубокому интуитивному пониманию и может помочь в изучении транспорта спина через краевые каналы. Показано, что рассмотрение зеемановского эффекта приводит к увеличению или уменьшению расщепления энергетических уровней. Вычислены спектральные свойства краевых спиновых состояний при наличии эффекта Зеемана и показано, что из-за спин-орбитального взаимодействия краевые спиновые состояния расщеплены не только по энергии, но также отделены пространственно. Из полученного спектра вычислены средние компоненты спина вдоль направлений x, y, z и показано, что в случае спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауса и зеемановского взаимодействия электронные спины направлены вдоль направления распространения краевых спиновых состояний, то есть вдоль границы образца. Это отличается от случая спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы и зеемановского взаимодействия, где спины ориентированы перпендикулярно к направлению распространения краевых состояний.

Автор выражает благодарность С.М. Бадаляну за постановку задачи и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.Fabian, A.Matos Abiague, C.Ertler, P.Stano, I.Žutić.** Acta Phys. Slov., **57**, 565 (2007).
2. **I.Žutić, J.**Fabian**, S. Das Sarma.** Rev. Mod. Phys., **76**, 323 (2004).
3. **S.A.Wolf, D.D.Awschalom, R.A.Buhrman, J.M.Daughton, S. von Molnár, M.L.Roukes, A.Y.Chtchelkanova, D.M.Treger.** Science, **294**, 1488 (2001).
4. **M.I.D'yakonov, V.Yu.Kachorovskii**. Sov. Phys. Semicond., **20**, 110 (1986).
5. **Y.K.Kato, R.C.Myers, A.C.Gossard, D.D.Awschalom.** Science, **306**, 1910 (2004).
6. **S.M.Badalyan, G.Vignale.** Phys. Rev. Lett., **103**, 196601 (2009).
7. **C.P.Weber, N.Gedik, J.E.Moore, J.Orenstein, J.Stephens, D.D.Awschalom.** Nature (London), **437**, 1330 (2005).
8. **S.M.Badalyan, C.S.Kim, G.Vignale.** Phys. Rev. Lett., **100**, 016603 (2008).
9. **B.A.Bernevig, J.Orenstein, S.C.Zhang.** Phys. Rev. Lett., **97**, 236601 (2006).
10. **S.M.Badalyan, A.Matos-Abiague, G.Vignale, J.Fabian.** Phys. Rev. B, **79**, 205305 (2009).
11. **V.L.Grigoryan, A.M.Abiague, S.M. Badalyan**. Phys. Rev. B., **80**, 165320 (2009).

12. **Yun-Juan Bao, Huai-Bing Zhuang, Shun-Qing Shen, Fu-Chun Zhang.** Phys. Rev. B, **72**, 245323 (2005).
13. **В.Я.Алешкин, В.И.Гавриленко, А.В.Иконников, С.С.Криштопенко, Ю.Г.Садофьев, К.Е.Спирин.** Физика и техника полупроводников, **42**, 7 (2008).

ԵԶՐԱՅԻՆ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԵՐԿՉԱՓ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ ԶԵԵՄԱՆԻ ԷՖԵԿՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ.Լ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված են ուղղահայաց մագնիսական դաշտում գտնվող և մի կողմից անվերջ մեծ պոտենցիալային պատով սահմանափակված երկչափ էլեկտրոնային համակարգում Բիչկով-Ռաշբայի սպին-օրբիտալ փոխազդեցության և Զեեմանի էֆեկտով կամ Դրեսսելհաուսի սպին-օրբիտալ փոխազդեցության և Զեեմանի էֆեկտով պայմանավորված եզրային սպինային վիճակները: Ստացված են սպինային եզրային վիճակների էներգիական սպեկտրը բնութագրող ճշգրիտ անալիտիկ արտահայտությունները և ուսումնասիրված են էներգիաների կախվածությունները իմպուլսից և մագնիսական դաշտից: Հաշվարկվել են սպինի միջին արժեքները և էլեկտրոնների միջին լայնակի դիրքերը: Ցույց է տրված, որ ըստ սպինի այլասերման բացակայությունը հանգեցնում է ոչ միայն էներգիական մակարդակների ճեղքման, այլ նաև տարբեր սպին ունեցող էլեկտրոնների տարածական բաժանման: Սպին-օրբիտալ փոխազդեցության տիպից և գլխավոր քվանտային թվից կախված Զեեմանի էֆեկտը մեծացնում կամ փոքրացնում է էներգիական մակարդակների ճեղքումը ծավալային Լանդաուի մակարդակներում, մինչդեռ եզրային վիճակներում Զեեմանի էֆեկտի ազդեցությունը փոքր է:

SPIN EDGE STATES IN TWO-DIMENSIONAL ELECTRON SYSTEMS IN THE PRESENCE OF ZEEMAN EFFECT

V.L. GRIGORYAN

We study the spin edge states, induced by the combined effect of Bychkov-Rashba spin-orbit and Zeeman interactions or of Dresselhaus spin-orbit and Zeeman interactions in a two-dimensional electron system, exposed to a perpendicular quantizing magnetic field and restricted by a hard-wall confining potential. We derive an exact analytical formula for the dispersion relations of spin edge states and analyze their energy spectrum versus the momentum and the magnetic field. We calculate the average spin components and the average transverse position of electron. It is shown that by removing the spin degeneracy, spin-orbit interaction splits the spin edge states not only in the energy but also induces their spatial separation. Depending on the type of spin-orbit coupling and the major quantum number, the Zeeman term in the combination with the spin-orbit interaction increases or decreases essentially the splitting of bulk Landau levels while it has a weak influence on the spin edge states.