Известия НАН Армении, Физика, т.45, №2, с.106-115 (2010)

УДК 531.534

КРАЕВЫЕ СПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

В.Л. ГРИГОРЯН[1], С.М. БАДАЛЯН[1,2]

[1]Ереванский государственный университет, Армения

[2]Университет Регенсбурга, Регенсбург, Германия

(Поступила в редакцию 16 сентября 2009 г.)

Рассмотрены краевые спиновые состояния, вызванные совместным действием спин-орбитального взаимодействия и 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 рассмотрены их энергетический спектр, скорость и среднее поперечное положение. Показано, что, снимая спиновое вырождение спина, спин-орбитальное взаимодействие не только расщепляет краевые состояния спина по энергии, но также вызывает их пространственное разделение. Показано также, что в слабых магнитных полях, вследствие сильного расщепления краевых спиновых состояний, высокоэнергетические диапазоны образуют антипересечения. Это приводит к дополнительной структуре в поведении скорости токонесущих спиновых состояний.

1. Введение

Низкоразмерные полупроводниковые системы вызывают большой интерес как с точки зрения фундаментальных исследований, так и для современной полупроводниковой технологии. В последнее время успешно развивается полупроводниковая спинтроника с целью обеспечения новой функциональности, а также для улучшения параметров электронных устройств [1,2]. Спинтроника базируется на нескольких главных факторах, таких как спиновая инжекция, манипуляция спинами, спиновая когерентность, а также обнаружение спина, каждый из которых заслуживает отдельного исследования [3]. Эффективный путь управления и манипуляции движением спинов в устройствах спинтронных структур основан на электрически-настраиваемом спин-орбитальном взаимодействии (SOI), когда на спины электрона влияют электрическим полем через связанное с ним магнитное поле. SOI играет ключевую роль в релаксации спина, переносе и в оптических явлениях, которые в настоящее время активно изучаются для новых приложений в полупроводниковой спинтронике [1-3]. Основное значение SOI заключается в его способности связать степени свободы заряда и спина электрона, что существенно для новых физических явлений. 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] или же смешаны посредством спинового кулоновского сопротивления [6,7]. Есть различные механизмы осуществления спин-орбитального взаимодействия [3], и взаимодействие между ними дает большие возможности для изучения и потенциальных приложений [8-12].

В двумерных электронных системах (2DES), подвергнутых действию перпендикулярного магнитного поля, исследования эффектов, вызванных SOI, первоначально были связаны с объемными уровнями Ландау [13]: SOI-перенормировка энергетической дисперсии, взаимодействия между различными механизмами SOI, магнетотранспорт и эффекты взаимодействия двух электронов привлекали большое внимание [14-20]. В квантовом эффекте Холла, однако, расширенное краевое состояние играет большую роль в понимании эффектов переноса [21-23]. Подавление обратного рассеяния между противоположными каналами края и релаксации межкраевых состояний [24-26] делает такие системы привлекательными для изучения явлений транспорта спина. Эти исследования мотивированы также недавней экспериментальной реализацией интерферометра Маха–Цендера [27].

Недавно появилось несколько теоретических работ, касающихся эффекта SOI на краевых состояниях вдоль поверхностей раздела [28-32] или вдоль магнитных интерфейсов [33,34]. Во всех этих работах, однако, находят точное аналитическое решение проблемы краевых состояний и используют различные численные подходы [29-31,33,34], используют параболический ограничивающий потенциал [32] или применяют аналитическое приближение в пределе сильных магнитных полей [28], где эффект спин-орбитального взаимодействия очень слаб.

В данной работе мы представляем аналитическое решение краевых спиновых состояний, вызванных совместным действием SOI и ограничивающего плоского потенциального барьера в 2DES, 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, спин-орбитальное взаимодействие не только создает расщепление краевых состояний по энергии, но также приводит к их пространственному разделению. Этот эффект пропущен при приближенном подходе, который был использован в работе [28]. Мы показываем, что при достаточно большой эффективной силе спин-орбитальной связи или, что то же самое, при достаточно низких магнитных полях, вследствие штарковского расщепления краевых спиновых состояний высокоэнергетические диапазоны образуют антипересечения. В результате соответствующие групповые скорости токонесущих краевых состояний выявляют колебательное поведение. Разработанный подход одинаково применим к магнитным краевым состояниям

вдоль магнитных интерфейсов, созданных неоднородными магнитными полями.

2. Теоретический подход

Мы предполагаем, что двумерная электронная система (2DES) 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 $x < 0$. Такая система может быть описана двумерным модельным гамильтонианом вида

$$H = H_0 + H_{\mathrm{SOI}}, \tag{1}$$

где первый член есть гамильтониан свободной материальной точки в квантующем магнитном поле:

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2m^*}\boldsymbol{\pi}^2 \hat{\tau}, \tag{2}$$

а второй – гамильтониан спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы [34]:

$$H_{\mathrm{SOI}} = \alpha_R \left(\pi_x \hat{\sigma}_y - \pi_y \hat{\sigma}_x \right). \tag{3}$$

Здесь m^* обозначает электронную эффективную массу, $\boldsymbol{\pi} = \mathbf{P} - (e/c)\mathbf{A}$ – электронный кинетический оператор импульса, где $\mathbf{P} = -i\hbar\nabla$ – канонический импульс. Мы выбираем калибровку Ландау так, чтобы компоненты вектора-потенциала были $\mathbf{A}(x) = (0, xB_0, 0)$, $\hat{\tau}$ – единичная матрица и $\hat{\sigma}_{x,y}$ – спиновые матрицы Паули. Константа спин-орбитальной связи Рашбы α_R зависит от асимметрии потенциальной ямы, в которой находится 2DES. Мы предполагаем также, что электроны ограничены самой низкой энергетической подзоной в *z*-направлении.

В расширенном виде гамильтониан (1) дается в виде

$$H = \frac{1}{2m^*}\left[P_x^2 + \left(P_y - \frac{e}{c} x B_0 \right)^2 \right] \hat{\tau} + \alpha_R \left[P_x \hat{\sigma}_y - \left(P_y - \frac{e}{c} x B_0 \right) \hat{\sigma}_x \right]. \tag{4}$$

Используя подход

$$\Psi(x, y) = e^{ik_y y} \chi_{k_y}(x), \tag{5}$$

мы можем привести двумерное уравнение Шредингера $H\Psi = E\Psi$ к одномерной задаче. Здесь E – полная энергия электрона и k_y – импульс электрона в *y*-направлении. Тогда электронная волновая функция $\chi_{k_y}(x)$ в *x*-направлении должна удовлетворять следующему уравнению:

$$\left\{\left[\frac{d^2}{dx^2}+\nu+\frac{1}{2}-\frac{\left(x-X\left(k_y\right)\right)^2}{4}\right]\hat{\tau}+\gamma\left[i\frac{d}{dx}\hat{\sigma}_y-\frac{x-X\left(k_y\right)}{2}\hat{\sigma}_x\right]\right\}\chi_{k_y}\left(x\right)=0, \qquad (6)$$

где эффективный потенциал $V_{eff}\left(x\right)=\left(x-X\left(k_y\right)\right)^2/4$ в *x*-направлении зависит дополнительно от волнового вектора k_y вдоль *y*-направления. В уравнении (6) мы выражаем энергию $E\to\left(\nu+1/2\right)\hbar\omega_B$ 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 безразмерную константу взаимодействия SOI $\gamma=\sqrt{2}\alpha_R/v_B$ с циклотронной скоростью $v_B=\hbar/m^*l_B$ и безразмерную координату центра орбитального вращения $X\left(k_y\right)=\sqrt{2}k_yl_B$.

Теперь примем во внимание, что собственные значения уравнения (6) являются спинорами,

$$\chi_{k_y}\left(x\right)=\begin{vmatrix}\chi_{1k_y}\left(x-X\left(k_y\right)\right)\\ \chi_{2k_y}\left(x-X\left(k_y\right)\right)\end{vmatrix}, \qquad (7)$$

компоненты которых могут быть классифицированы проекцией спина на определенной оси квантования. Тогда мы можем записать уравнение Шредингера в следующей компактной матричной форме:

$$\begin{pmatrix}h_\nu & h_+\\ h_- & h_\nu\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\chi_{1k_y}\left(z\right)\\ \chi_{2k_y}\left(z\right)\end{pmatrix}=0, \qquad (8)$$

где введены операторы

$$h_\nu=\left(d^2/dz^2+\nu+1/2-z^2/4\right), \qquad (9)$$

$$h_\pm=-\gamma\left[\frac{z}{2}\mp\frac{d}{dz}\right]. \qquad (10)$$

Система уравнений в (8) должна быть решена при граничных условиях $\chi_{k_y}\left(x\right)\to0$, когда $x\to0$ и $x\to+\infty$. В отсутствие SOI $h_\pm=0$ и решение дается через параболические цилиндрические функции $D_\nu\left(x\right)$. При наличии SOI мы ищем полное решение матричного уравнения (8) в виде

$$\chi_{1k_y}\left(z\right)=aD_\mu\left(z\right), \qquad (11)$$

$$\chi_{2k_y}\left(z\right)=bD_{\mu-1}\left(z\right). \qquad (12)$$

Здесь *a* и *b* – спинорные коэффициенты, зависящие от *x*. В общем случае μ – произвольный индекс, отличный от ν. Используя рекуррентные свойства параболических цилиндрических функций

$$h_\nu D_\mu\left(z\right)=\left(\nu-\mu\right)D_\mu\left(z\right), \qquad (13)$$

$$h_{\pm}D_{\mu}(z) = -\gamma\begin{cases} D_{\mu+1}(z), \\ \mu D_{\mu-1}(z), \end{cases} \tag{14}$$

получаем из уравнения (8) систему уравнений

$$\left[a(\nu-\mu)-b\gamma\right]D_{\mu}(z)=0\,, \tag{15}$$

$$\left[b(\nu+1-\mu)-a\gamma\mu\right]D_{\mu-1}(z)=0\,. \tag{16}$$

Решение этой системы дает

$$\mu_{\pm}(\nu,\gamma)=\nu+\frac{1}{2}+\frac{\gamma^2}{2}\pm\sqrt{\nu\gamma^2+\frac{1}{4}\left(1+\gamma^2\right)^2}\,, \tag{17}$$

$$c_{\pm}(\nu,\gamma)=-\frac{1}{\gamma}\left[\frac{1}{2}+\frac{\gamma^2}{2}\pm\sqrt{\nu\gamma^2+\frac{1}{4}\left(1+\gamma^2\right)^2}\right], \tag{18}$$

где $c_{\pm}=b_{\pm}/a_{\pm}$. Таким образом, два независимых объемных решения уравнения (8) даются спинорными волновыми функциями

$$\chi^{\pm}_{k_y}(z)=a_{\pm}\begin{vmatrix} D_{\mu_{\pm}(\nu,\gamma)}(z) \\ c_{\pm}D_{\mu_{\pm}(\nu,\gamma)-1}(z) \end{vmatrix}. \tag{19}$$

Нормировка волновых функций

$$\int dz\chi^{*}_{k_y}(z)\chi_{k_y}(z)=1 \tag{20}$$

дает амплитуду собственных состояний:

$$a_{\pm}=\left[\int dz\left(\left|D_{\mu_{\pm}}(z)\right|^2+\left|c_{\pm}\right|^2\left|D_{\mu_{\pm}-1}(z)\right|^2\right)\right]^{-1/2}. \tag{21}$$

Можно видеть, что в пределе обращающегося в нуль спин-орбитального взаимодействия $\gamma\to 0$ мы имеем $a_{+}\to 0$ и $b_{-}\to 0$ и восстанавливаются краевые состояния, которые дважды вырождены по спину:

$$\chi^{+}_{k_y}\sim D_{\nu}(x)\begin{vmatrix}1\\0\end{vmatrix} \quad \text{и} \quad \chi^{-}_{k_y}\sim D_{\nu}(x)\begin{vmatrix}0\\1\end{vmatrix}. \tag{22}$$

Чтобы найти спектр частицы в краевом спиновом состоянии, следует потребовать обращения в нуль электронной волновой функции (19) при $x=0$. Так как зависящие от времени спинорные волновые функции являются решениями зависящего от времени уравнения Шредингера, то энергия E, полученная из условия обращения в нуль обоих спинорных компонентов, должна быть той же самой. Однако, как видно из уравнения (19), различные спинорные компоненты объемного решения даются параболическими цилиндрическими функциями с различными индексами. Это делает невозможным обращение в нуль спинорных компонентов (19) одновременно. Чтобы удовлетворить граничным условиям при $x=0$ и получить

энергетический спектр краевых спиновых состояний, составим линейную комбинацию двух независимых объемных решений в виде

$$\psi_{k_y}(z) = \alpha\chi^{+}_{k_y}(z) + \beta\chi^{-}_{k_y}(z) \tag{23}$$

и выберем коэффициенты α и β так, чтобы новая спинорная волновая функция $\psi_{k_y}(z)$ обращалась нуль при $x = 0$. Для задачи собственных значений α и β есть решения, если соответствующий детерминант обращается в нуль при $x = 0$. Это приводит к следующему точному дисперсионному уравнению для краевых спиновых состояний:

$$c_{-}D_{\mu_{+}}\left(-X\left(k_y\right)\right)D_{\mu_{-}-1}\left(-X\left(k_y\right)\right) = c_{+}D_{\mu_{-}}\left(-X\left(k_y\right)\right)D_{\mu_{+}-1}\left(-X\left(k_y\right)\right). \tag{24}$$

Напомним, что зависимость от энергии $E \to (\nu + 1/2)\hbar\omega_B$ проявляет себя через функции $\mu_{\pm}(\nu,\gamma)$ и $c_{\pm}(\nu,\gamma)$, данные уравнениями (17) и (18). Дисперсионное соотношение (24) является квадратным относительно параболических цилиндрических функций, поэтому для данного индекса *n* существуют два решения, $E_{sn}\left(k_y\right)$, соответствующие магнитным краевым состояниям со спинами $s = \uparrow$ и $\downarrow$.

3. Спектр краевых спиновых состояний

В этом разделе представлены результаты вычислений спектра краевых спиновых состояний и соответствующих групповых скоростей. Спин-орбитальная связь для электронов в зоне проводимости полупроводников ренормализована благодаря примешиванию валентных зон в движение зоны проводимости. Несмотря на сильное (приблизительно на шесть порядков величины) увеличение эффективной спин-орбитальной связи, спин-орбитальные эффекты остаются как слабое возмущение во многих полупроводниках. При наличии перпендикулярного магнитного поля эффективность SOI определяется безразмерной константой взаимодействия γ, которая обратно пропорциональна квадратному корню напряженности магнитного поля B_0. Поэтому эффект SOI значителен в слабых магнитных полях, если температурные флуктуации не размывают магнитные эффекты квантования. Здесь мы приводим результаты вычисления для магнитных полей, соответствующих циклотронному расщеплению приблизительно 5K. В GaAs с электронной эффективной массой $m^{*} = 0.067m_0$ такое циклотронное расщепление достигается при $B_0 \approx 0.25$ T, и, приняв коэффициент Рашбы $\alpha \approx 4.72$ meV·Å, получим γ = 0.03. Для такого взаимодействия спин-орбитальные эффекты в спектре краевого состояния должны быть едва заметны. Ситуация благоприятна в InAs, где коэффициент Рашбы больше, $\alpha \approx 112.49$ meV·Å [1]. Несмотря на меньшую эффективную массу, $m^{*} = 0.026m_0$, при слабых полях порядка $B_0 = 0.1$ T получаем γ = 0.45.

На рис.1а и 2а представлен энергетический спектр краевых спиновых состояний $E_{sn}\left(k_y\right)$ как функция импульса k_y, который мы получили решением

дисперсионного уравнения (24) для $\gamma = 0.3$ и $\gamma = 0.7$, соответственно. Видно, что для данного квантового числа n существуют два спиновых магнитных краевых состояния, $E_{\downarrow n}(k_y)$ и $E_{\uparrow n}(k_y)$. Спиновое расщепление краевых состояний увеличивается с главным 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. Из полученного энергетического спектра можно вычислить соответствующие групповые скорости вдоль y-направления, $v_{sn}(k_y) = \partial E_{sn}(k_y)/\partial k_y$ (вдоль x-направления $v_x = 0$). Рис.1b и 2b показывают соответствующие групповые скорости краевых спиновых состояний как функции импульса k_y при $\gamma = 0.3$ и $\gamma = 0.7$, соответственно. Видно, что абсолютное значение скорости уменьшается с увеличением k_y и становится нулем при больших положительных значениях k_y, когда энергии краевых спиновых состояний соответствуют спин-расщепленным уровням Ландау (ср. рис.1a и 2a).

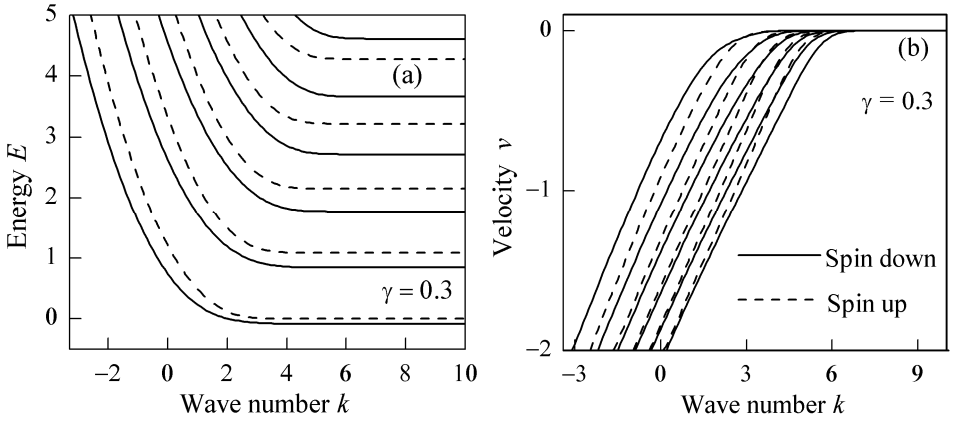

Рис.1. (a) Спектр энергии и (b) соответствующие групповые скорости краевых спиновых состояний. Показаны $n = 6$ самых низких зон при $\gamma = 0.3$. Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх.

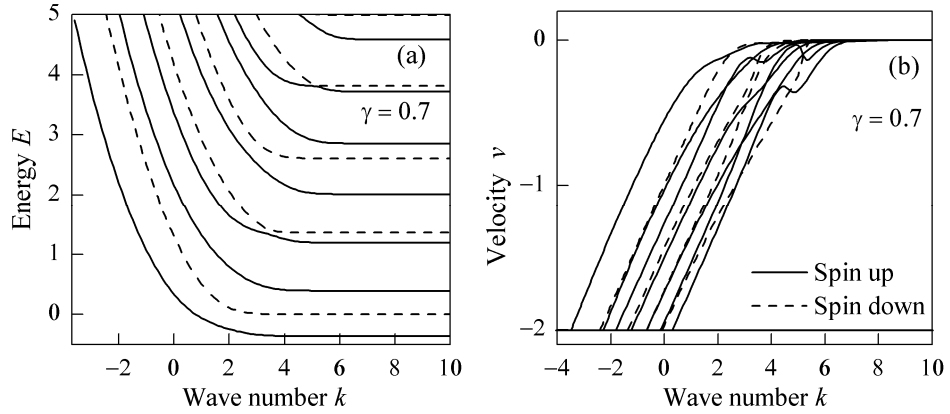

Рис.2. (a) Спектр энергии и (b) соответствующие групповые скорости краевых спиновых состояний. Показаны n = 6 самых низких зон при γ = 0.7. Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх.

Как показано на рис.2a, при более сильной эффективности SOI энергетический спектр показывает четко проявленные антипересечения. За развитием антипересечений можно наблюдать на рис.3, где представлена энергия краевых спиновых состояний в зависимости от γ или, что то же самое, от $1/\sqrt{B_0}$ для заданного значения координаты центра вращения $X\left(k_y\right)=3$.

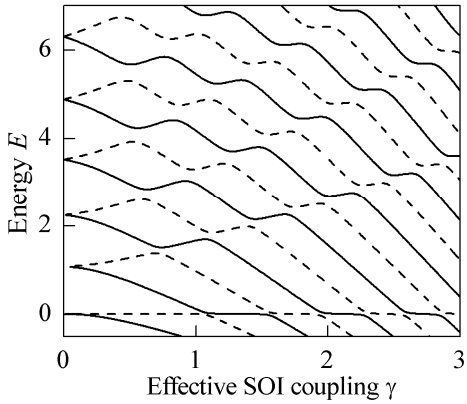

Рис.3. Энергетический спектр краевых спиновых состояний как функция от γ при $X\left(k_y\right)=3$. Сплошные и штриховые кривые соответствуют спиновым состояниям вниз и вверх.

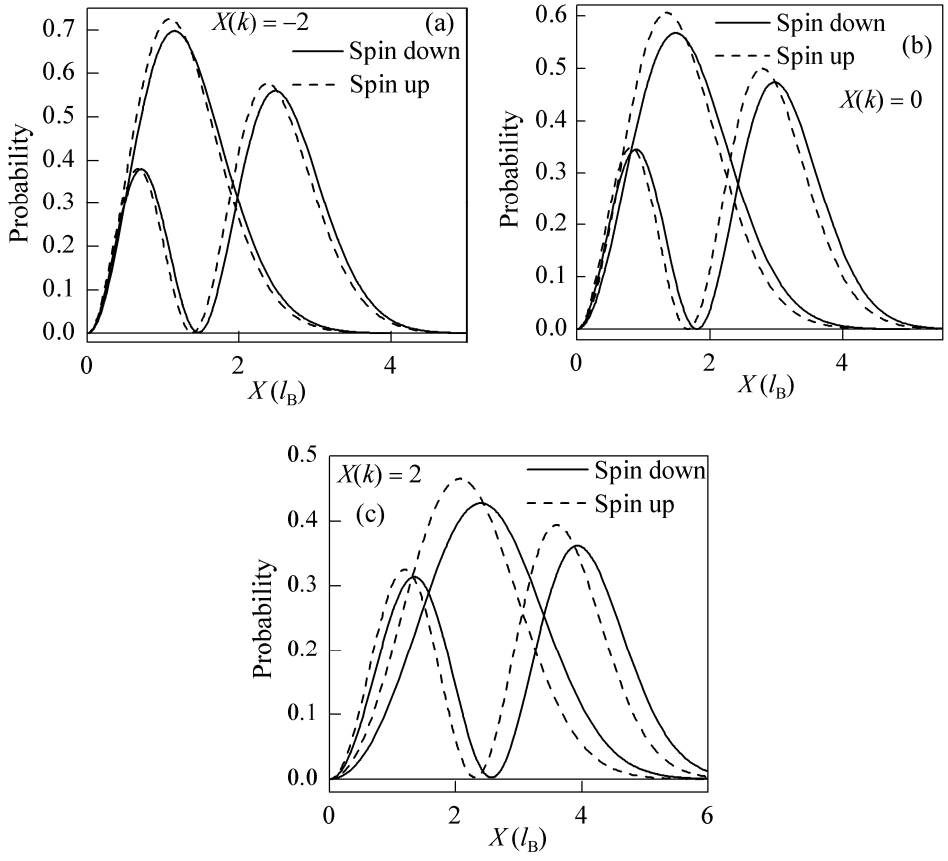

Рис.4. Плотность вероятности электронов как функция поперечной координаты x для соответствующих значений центра орбитального вращения: a) $X(k) = -2$,
b) $X(k) = 0$, c) $X(k) = 2$, при γ = 0.3.

На рис.4 представлена плотность вероятности электронов как функция поперечной координаты x для различных значений центра орбитального вращения $X(k_y)$. Ясно видно, что плотность вероятности при различных волновых векторах отличается для спин-расщепленных состояний первых двух зон. Поэтому мы заключаем, что среднее поперечное положение краевых спиновых состояний также расщепляется спином так, чтобы краевые спиновые состояния вверх и вниз были отделены в пространстве. Отметим, что этот новый эффект пространственного разделения не был выявлен предыдущими приблизительными подходами, принятыми в [28].

4. Заключение

Таким образом, мы представили точное аналитическое решение краевых спиновых состояний, вызванных совместным действием SOI и ограничивающего плоского потенциального барьера. Точное решение задачи позволяет более глубоко понять явление переноса спина через краевые каналы. Мы рассмотрели спектральные свойства краевых спиновых состояний и выявили, что из-за SOI краевые спиновые состояния не только расщепляются по энергии, но также отделены пространственно. Из полученного спектра мы определили соответствующие электронные групповые скорости и показали, что SOI вызывает антипересечения в энергетическом спектре, что приводит к изменениям в поведении скорости и токонесущих спиновых каналов.

Авторы благодарны за поддержку Volkswagen Foundation, EU, Grant PIIF-GA-2009-235394.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S.A.Wolf et al.** Science, **294**, 1488 (2001).
2. **I.Zutic, J.Fabian, S.Das Sarma.** Rev. Mod. Phys., **76**, 323 (2004).
3. **J.Fabian, A.Matos-Abiague, C.Ertler, et al.** Acta Phys. Slov., **57**, 565 (2007).
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. **C.P.Weber, N.Gedik, J.E.Moore, J.Orenstein, et al.** Nature, **437**, 1330 (2005).
7. **S.M.Badalyan, C.S.Kim, G.Vignale.** Phys. Rev. Lett., **100**, 016603 (2008).

8. **N.S.Averkiev, L.E.Golub.** Phys. Rev. B, **60**, 15582 (1999).
9. **P.Stano, J.Fabian.** Phys. Rev. Lett., **96**, 186602 (2006).
10. **B.A.Bernevig, J.Orenstein, S.C.Zhang.** Phys. Rev. Lett., **97**, 236601 (2006).
11. **C.P.Weber, J.Orenstein, B.A.Bernevig, S.C.Zhang, J.Stephens, D.D.Awshalom.** Phys. Rev. Lett., **98**, 076604 (2007).
12. **S.M.Badalyan, A.Matos-Abiague, et al.** Phys. Rev. B, **79**, 205305 (2009).
13. **Y.A.Bychkov, E.I.Rashba.** Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., **39**, 66 (1984).
14. **B.Das, S.Datta, R.Reifenberger.** Phys. Rev. B, **41**, 8278 (1990).
15. **V.I.Fal'ko.** Phys. Rev. B, **46**, 4320 (1992).
16. **S.A.Tarasenko, N.S.Averkiev.** JETP Lett., **75**, 552 (2002).
17. **J.Schliemann, J.C.Egues, D.Loss.** Phys. Rev. B, **67**, 085302 (2003).
18. **V.Sih, W.H.Lau, R.C.Myers, A.C.Gossard, M.E.Flatte', D.D.Awshalom.** Phys. Rev. B, **70**, 161313(R) (2004).
19. **X.F.Wang, P.Vasilopoulos.** Phys. Rev. B, **72**, 085344 (2005).
20. **E.Lipparini, M.Barranco, F.Malet, M.Pi, L.Serra.** Phys. Rev. B, **74**, 115303 (2006).
21. **R.B.Laughlin.** Phys. Rev. B, **23**, 5632 (1981).
22. **B.I.Halperin.** Phys. Rev. B, **25**, 2185 (1982).
23. **A.H.MacDonald, P.Streda.** Phys. Rev. B, **29**, 1616 (1984).
24. **S.M.Badalyan, Y.B.Levinson, D.L.Maslov.** JETP Lett., **53**, 619 (1991).
25. **G.Muller, D.Weiss, A.V.Khaetskii, K. von Klitzing, S.Koch, H.Nickel, W.Schlapp, R.Losch.** Phys. Rev. B, **45**, 3932 (1992).
26. **A.Khaetskii, K.A.Matveev.** J. Phys. Condens. Matt., **4**, 3491 (1992).
27. **Y.Ji, Y.Chung, D.Sprinzak, M.Heiblum, D.Mahalu, H.Shtrikman.** Nature (London), **422**, 413 (2003). Science (2007).
28. **M.G.Pala, M.Governale, U.Zuelicke, G.Iannaccone.** Phys. Rev. B, **71**, 115306 (2005).
29. **Yun-Juan Bao, Huai-Bing Zhuang, Shun-Qing Shen, Fu-Chun Zhang.** Phys. Rev. B, **72**, 245323 (2005).
30. **J.Wang, H.B.Sun, D.Y.Xing.** Phys. Rev. B, **69**, 085304 (2004).
31. **A.Reynoso, G.Usaj, M.J.Sanchez, C.A.Balseiro.** Phys. Rev. B, **70**, 235344 (2004).
32. **S.Debald, B.Kramer.** Phys. Rev. B, **71**, 115322 (2005).
33. **A.T.Ngo, J.M.Villas-Bôas, S.E.Ulloa.** Phys. Rev. B, **78**, 245310 (2008).
34. **H.Su, B.-Y.Gu.** Phys. Lett. A, **341**, 198 (2005).

ԵԶՐԱՅԻՆ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԵՐԿՉԱՓ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ

Վ.Լ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ս.Մ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Դիտարկված են քվանտացնող մագնիսական դաշտում գտնվող երկչափ էլեկտրոնային համակարգի եզրային սպինային վիճակները, պայմանավորված սպին-օրբիտալ փոխազդեցության և հարթ սահմանափակող պոտենցիալ արգելքի համատեղ ազդեցությամբ: Ստացված է եզրային սպինային վիճակների դիսպերսիոն առնչությունների ճշգրիտ անալիտիկ արտահայտությունը և դիտարկված են դրանց էներգետիկ սպեկտրը, արագությունը և միջին լայնական դիրքը: Ցույց է տրված, որ անտեսելով սպինային այլասերումը, սպին-օրբիտալ փոխազդեցությունը ոչ միայն ճեղքում է սպինի եզրային վիճակները ըստ էներգիայի, այլ նաև բերում է նրանց տարածական բաժանմանը:

SPIN EDGE STATES IN TWO-DIMENSIONAL ELECTRON SYSTEMS

We consider the spin edge states, induced by the combined effect of spin-orbit interaction and hard-wall confining potential, in a two-dimensional electron system exposed to a perpendicular quantizing magnetic field. We derive an exact analytical formula for the dispersion relations of spin edge states and analyze their energy spectrum, velocity, and average transverse position. 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. It is revealed that at low magnetic fields due to Stark splitting of the spin-resolved edge states, the high-energy bands exhibit anti-crossings. This results in an additional structure in the behavior of the velocity of current-carrying edge states.