Письма в ЖЭТФ, том 81, вып. 4, с. 198 – 202 © 2005 г. 25 февраля

Спин-зависимая локализация электронов в кристаллах

Л. И. Магарилл [1], *А. В. Чаплик*

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 11 января 2005 г.

Теоретически исследованы возможности пространственной локализации спин-поляризованных электронов в двумерных и трехмерных системах за счет спин-орбитального взаимодействия. На примерах простейших одномерных потенциалов показано, что можно локализовать электроны с определенной спиральностью, осуществив тем самым сепарацию носителей по спину. Изучено влияние магнитного поля и показано, что от него существенно зависит положение связанных уровней.

PACS: 71.70.Ej, 73.50.Jt, 73.63.Hs

Последние годы отмечены растущим интересом к группе явлений в низкоразмерных системах, относящихся к области, называемой "спинтроника". Основную идею программы этих исследований можно выразить словами: "спин вместо заряда", то есть речь идет о поисках различных способов управления спиновой степенью свободы подвижных носителей. С этим связывают надежды на появление новых приборов твердотельной электроники и новых применений таких устройств, прежде всего для квантовых вычислений. Ясно, что на этом пути необходимо научиться создавать спиновую поляризацию в электронной системе и адресно воздействовать на носители с определенной проекцией спина, или, точнее, с заданной спиральностью. Помимо очевидной возможности поляризовать электроны за счет поглощения циркулярно-поляризованной электромагнитной волны, рассматривалась спиновая поляризация статическим электрическим полем (или постоянным током) за счет спин-орбитального (СО) взаимодействия [1 – 3], спин-гальванический эффект [4] и спин-зависимое туннелирование электронов через барьер [5].

В настоящей работе мы исследуем возможность существования пространственно локализованного состояния электронов лишь с одной определенной проекцией спина; проще говоря, мы ищем ситуации, в которых, например, спин-up электрон связан, а спин-down свободен. Имеется много подобных случаев в атомной физике, где причиной спиновой сепарации выступает обменное взаимодействие. Простейший пример – отрицательные ионы щелочей и галогенов: спин "лишнего" электрона должен компенсировать спин электронной оболочки атома. Мы, однако, будем рассматривать *одночастичную* задачу, и причиной разного поведения электронов разной спиральности будет СО взаимодействие. Мы рассмотрим последовательно 2D и 3D случаи, а также выясним влияние магнитного поля на локализованные и делокализованные состояния.

1. *Двумерная система. Гамильтониан Рашба.* Электронный газ в двумерной ориентированной системе (нормали к плоскости системы $\mathbf{n}$ и $-\mathbf{n}$ не эквивалентны) описывается гамильтонианом Рашба [6, 7]

$$\hat{H} = p^2/2m + \alpha(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{p}\times\mathbf{n}]), \qquad (1)$$

где $\hat{\mathbf{p}} = (\hat{p}_x, \hat{p}_y)$ – оператор 2D импульса электрона, $\boldsymbol{\sigma}$ – матрицы Паули, α – эффективная константа СО взаимодействия; мы полагаем $\hbar = 1$. Рассмотрим ситуацию, когда в системе имеется одномерная потенциальная яма вида $U(x) = -U_0\delta(x)$. Нашей задачей является нахождение связанных состояний. Ищем решение уравнения Шредингера $(\hat{H}+U)\Psi = E\Psi$ в виде

$$\Psi(x,y) = \frac{e^{ip_y y}}{\sqrt{L}}\begin{pmatrix}\psi_1(x)\\ \psi_2(x)\end{pmatrix}. \qquad (2)$$

Здесь L – нормировочный размер системы в y-направлении. Компоненты спинора $\psi_{1,2}$ удовлетворяют системе уравнений

$$-\frac{1}{2m}\psi''_{1,2} + \alpha p_y\psi_{2,1} \pm \alpha\psi'_{2,1} - U_0\delta(x)\psi_{1,2} = \\ = (E - \frac{p_y^2}{2m})\psi_{1,2} \qquad (3)$$

(штрих означает дифференцирование по x). Решением системы (3) является суперпозиция экспонент, обращающихся в нуль при $|x|\to\infty$:

$$\psi_{1,2}(x) = A^+_{1,2}e^{-\xi_+ x} + A^-_{1,2}e^{-\xi_- x} \qquad (x>0),$$
$$\psi_{1,2}(x) = B^+_{1,2}e^{\xi_+ x} + B^-_{1,2}e^{\xi_- x} \qquad (x<0), \qquad (4)$$

[1] e-mail: levm@isp.nsc.ru

где

$$\xi_\pm = \sqrt{-(2m\varepsilon + 2k^2) \pm 2|k|\sqrt{2m\varepsilon + k^2 + p_y^2}}. \qquad (5)$$

Здесь $\varepsilon = E - p_y^2/2m,\ k = m\alpha$. Нетрудно убедиться, что показатели экспонент $\xi_\pm$ имеют положительную вещественную часть при $|p_y| > |k|$ для $\varepsilon < -|p_y k|/m$, а при $|p_y| < |k|$ для $\varepsilon < -(k^2 + p_y^2)/2m$.

Коэффициенты в (4) должны находиться из условия непрерывности волновой функции в точке $x = 0$ и условия на ее производную в этой точке:

$$\begin{aligned} &\psi_{1,2}(+0) = \psi_{1,2}(-0); \\ &\psi'_{1,2}(+0) - \psi'_{1,2}(-0) + 2U\psi_{1,2}(0) = 0 \end{aligned} \qquad (6)$$

$(U \equiv mU_0)$. В результате получаем систему восьми уравнений на коэффициенты $A^\pm_{1,2}, B^\pm_{1,2}$. Спектр локализованных состояний нужно определять из условия обращения детерминанта этой системы в нуль. Детерминант дается выражением

$$D = 16(2m\varepsilon + p_y^2)\Big([U^2 - (\xi_+ + \xi_-)U] \times \\ \times (m\varepsilon + p_y^2 - \sqrt{(m\varepsilon)^2 - p_y^2 k^2}) + 2(2m\varepsilon + k^2 + p_y^2) \times \\ \times \sqrt{(m\varepsilon)^2 - p_y^2 k^2}\Big). \qquad (7)$$

Функция $D(\varepsilon)$ имеет не зависящий от мощности δ-потенциала корень $\varepsilon = -p_y^2/2m$, а при $|p_y| > |k|$ еще один корень $\varepsilon = -(k^2 + p_y^2)/2m$. Анализ показывает, что эти корни являются паразитными. Если выбрать $\varepsilon = -p_y^2/2m$, две из введенных выше восьми констант $A^\pm_{1,2}, B^\pm_{1,2}$ оказываются равными нулю, после чего условий сшивки оказывается больше, чем оставшихся свободными констант. В случае второго паразитного корня мы попадаем в ситуацию вырожденных корней характеристического уравнения. Строя решение по соответствующему правилу, убеждаемся, что получившийся детерминант системы уравнений на коэффициенты при линейно независимых решениях не обращается в нуль при $\varepsilon = -(k^2 + p_y^2)/2m$. Обсуждаемые корни могут стать актуальными лишь при определенных соотношениях между параметрами задачи p_y, U и k. Можно показать, что выполнение этих соотношений соответствует просто пересечению ветвей спектра локализованных состояний и парабол $-p_y^2/2m,\ -(p_y^2 + k^2)/2m$.

На рис.1 приведены результаты численного расчета подзон локализованных состояний $\varepsilon_{\pm1}(p_y) = \varepsilon_{\pm1}(-p_y)$ при различных значениях параметра СО взаимодействия k. Видно, что верхняя ветвь спектра обрывается при некоторых значениях импульса $p_y = \pm p_c$. Это происходит тогда, когда величина ε_{+1} достигает значения $-p_c|k|/m$. При этом ξ_- становится равным нулю, и соответствующая волновая функция делокализуется. Для p_c нетрудно найти явное выражение:

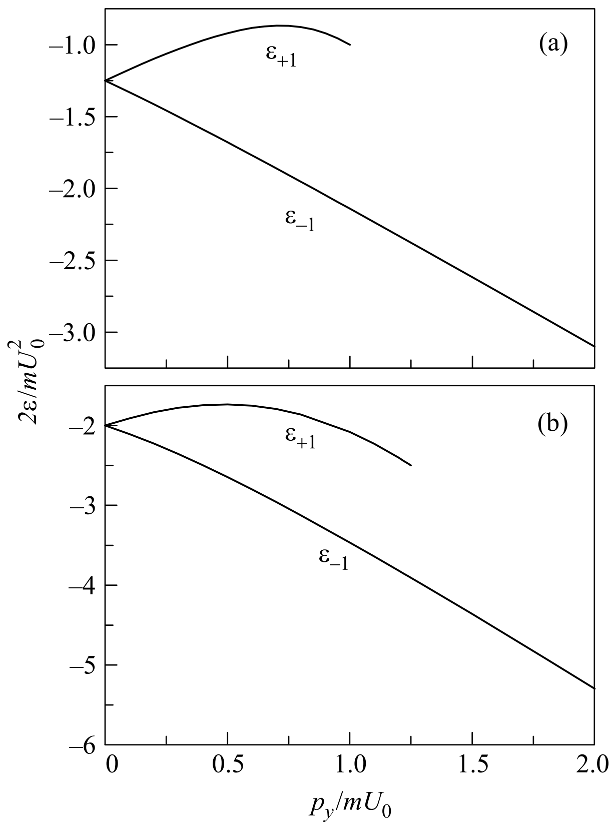

Рис.1. Поведение локализованных состояний как функций p_y: (a) $\alpha = 0.5U_0$; (b) $\alpha = U_0$

$$p_c = \frac{U^2 + 4k^2}{4|k|}. \qquad (8)$$

При заданном U минимальное значение p_c достигается при $|k| = U/2$ и равно U.

На рис.2 представлены зависимости $\varepsilon_{\pm1}$ от k при фиксированном значении импульса p_y. Итак, отрицательный уровень энергии δ-образной 1D ямы в бесспиновой задаче расщепляется СО взаимодействием. Этот эффект, как и положено, существенно зависит от импульса p_y свободного движения по оси y и исчезает при $p_y = 0$. Существует критический импульс p_c такой, что при $|p_y| > p_c$ связанными в яме остаются лишь электроны одной определенной спиральности.

2. *Трехмерная система. Гамильтониан Дрессельхауз.* В этом разделе мы рассмотрим электронный газ в объемном нецентроинверсном полупроводнике A_3B_5 с учетом СО взаимодействия в присутствие

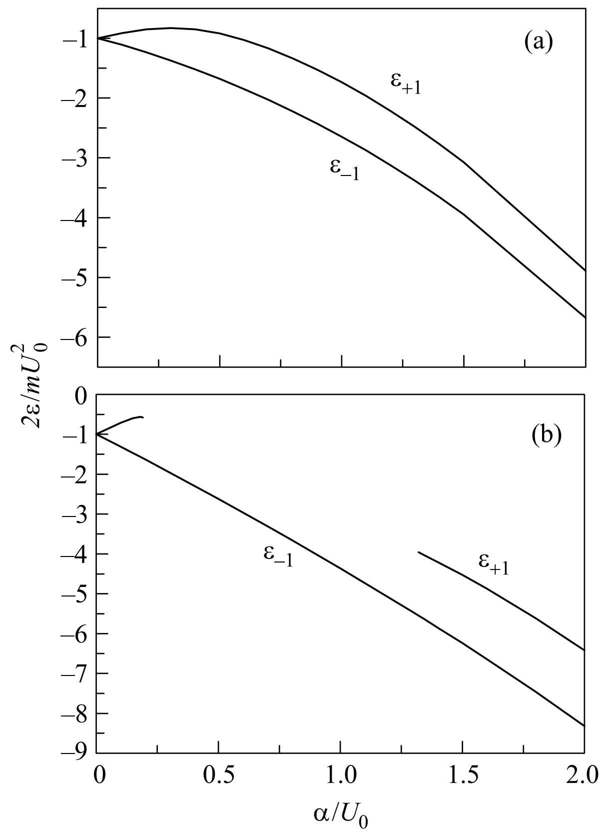

Рис.2. Зависимость энергий локализованных состояний от константы СО взаимодействия при фиксированном значении импульса p_y: (a) $p_y = 0.5mU_0$; (b) $p_y = 1.5mU_0$. В области разрыва на рис.(b) локализованные состояния отсутствуют

одномерной δ-функциональной ямы $-U_0\delta(z)$. Такая система описывается (в системе координат, привязанных к главным осям кристалла) гамильтонианом вида [8, 7]

$$\hat{H} = \frac{\mathbf{p}_\parallel^2}{2m} + \frac{p_z^2}{2m} + \gamma[(\sigma_y p_y - \sigma_x p_x)p_z^2 + \\ + \sigma_z(p_x^2 - p_y^2)p_z + \sigma_x(p_x p_y^2 - p_y p_x^2)] - U_0\delta(z). \quad (9)$$

Кубическая по импульсу часть гамильтониана соответствует СО взаимодействию и характеризуется эффективным зонным параметром γ. В (9) введено обозначение $\mathbf{p}_\parallel = (p_x, p_y)$. Необходимо отметить, что кубические члены в (9) малы по сравнению с квадратичными. Ищем решение в виде

$$\Psi(\mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{p}_\parallel \mathbf{r}_\parallel}}{\sqrt{S}} \begin{pmatrix} \psi_1(z) \\ \psi_2(z) \end{pmatrix} \quad (10)$$

(S – нормировочная площадь системы в плоскости (x, y); $\mathbf{r}_\parallel = (x, y)$). Функции $\psi_{1,2}$ удовлетворяют системе уравнений

$$-\psi_{1,2}'' + 2m\gamma p_\pm \psi_{2,1}'' \mp i2m\gamma(p_x^2 - p_y^2)\psi_{1,2}' \pm \\ \pm i2m\gamma p_x p_y p_\mp \psi_{2,1} - 2mU_0\delta(z)\psi_{1,2} = 2m\varepsilon\psi_{1,2}, \quad (11)$$

где теперь штрих означает дифференцирование по z, а $\varepsilon = E - p_\parallel^2/2m$; $p_\pm = p_x \pm ip_y$. Функции $\psi_{1,2}$ должны удовлетворять условиям, аналогичным (6):

$$\psi_{1,2}(+0) = \psi_{1,2}(-0);$$
$$\psi_{1,2}'(+0) - \psi_{1,2}'(-0) + 2U\psi_{1,2}(0) + \\ + 2m\gamma p_\pm[\psi_{2,1}'(+0) - \psi_{2,1}'(-0)] = 0. \quad (12)$$

Характеристическое уравнение для системы (3) имеет вид:

$$(\lambda^2 + 2m\varepsilon)^2 + 4m^2\gamma^2[\lambda^2(p_x^2 - p_y^2)^2 - p_\parallel^2\lambda^4 - \\ - p_x^2 p_y^2 p_\parallel^2 - 4p_x^2 p_y^2 \lambda^2] = 0. \quad (13)$$

Рассмотрим сначала случай $p_x = p_y = p_\parallel/\sqrt{2}$. В этом случае уравнение (13) имеет корни

$$\lambda_{1,2} = \pm\sqrt{\frac{-4m\varepsilon + \delta p_\parallel^2}{2(1-\delta)}} \equiv \pm\xi_+, \quad (14)$$

$$\lambda_{3,4} = \pm\sqrt{\frac{-4m\varepsilon - \delta p_\parallel^2}{2(1+\delta)}} \equiv \pm\xi_-. \quad (15)$$

Здесь $\delta = 2m\gamma p_\parallel \ll 1$, что соответствует упомянутой выше малости кубического члена. При $\varepsilon < 0$ и $|\varepsilon| > p_\parallel^2\delta/4m$ корни характеристического уравнения вещественны. Локализованные состояния нужно искать аналогично (4). Для коэффициентов $A_{1,2}, B_{1,2}$ снова получаем систему уравнений, из равенства нулю детерминанта которой определяется спектр. Корни детерминанта находятся аналитически, и для двух подзон мы получаем

$$\varepsilon_{\pm1}(p_\parallel) = -\frac{2(mU_0)^2 + p_\parallel^2(\delta^2 \mp \delta)}{4m(1 \mp \delta)}. \quad (16)$$

Подзона ε_{-1} при всех $p_\parallel$ соответствует локализованному состоянию, тогда как подзона ε_{+1} описывает локализованные состояния только пока $\varepsilon_{+1} < -\delta p_\parallel^2/2$, так как иначе ξ_- становится мнимым. Таким образом, верхняя ветвь имеет точку окончания, которая определяется уравнением

$$4m\gamma^2 p_\parallel^4 - 2\gamma p_\parallel^3 + mU_0^2 = 0. \quad (17)$$

С учетом малости $\delta = 2m\gamma p_\parallel$ находим для продольного импульса в точке окончания

$$p_\parallel^c = (mU_0^2/2\gamma)^{1/3}. \quad (18)$$

Заметим, что должно выполняться условие $2mp_{\|}^c\gamma \equiv \equiv (2m^2\gamma U_0)^{2/3} \ll 1$. Разумеется, $p_{\|}^c$ также должен быть много меньше бриллюэновского импульса.

В случае продольного импульса, направленного вдоль ребра куба (например, $\mathbf{p}_{\|} = (p_{\|}, 0)$), анализ показывает, что уровень связанного состояния в δ-яме слабо расщепляется, но концевая точка отсутствует, и делокализация не происходит.

Совсем просто решается 3D задача, если воспользоваться приближением работы [5]: $p_{\|} \ll |p_z|$, где p_z – мнимый импульс связанного электрона. В этом приближении в гамильтониане (9) в слагаемом СО взаимодействия удерживается лишь первый член. Получающийся гамильтониан диагонализуется спинорами вида

$$\begin{pmatrix} \psi_1(z) \\ \psi_2(z) \end{pmatrix} = \chi_\mu(z) \begin{pmatrix} 1 \\ -\mu e^{-i\phi} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}, \tag{19}$$

где $\mu = \pm 1$ – спиральность, φ – полярный угол вектора $\mathbf{p}_{\|}$. При этом возникает два независимых 1D уравнения на функции $\chi_\mu(z)$:

$$[-d^2/dz^2 + 2m_\mu U(z)]\chi_\mu = 2m_\mu \varepsilon \chi_\mu, \tag{20}$$

причем двум спиральностям отвечают две разные эффективные массы:

$$\frac{1}{m_\mu} = \frac{1}{m}(1 + \mu\delta), \quad (\delta \ll 1). \tag{21}$$

Сепарацию по спину можно пытаться получить, например, в структуре $\mathrm{Ga}_x\mathrm{Al}_{1-x}\mathrm{As}/\mathrm{A}_3\mathrm{B}_5/\mathrm{Ga}_y\mathrm{Al}_{1-y}\mathrm{As}$. Такой "сэндвич" на зонной диаграмме описывается несимметричной прямоугольной ямой, в которой (в отличие от симметричной) может и не быть связанных состояний. Поэтому, подбирая при данном γ разрывы зон, зависящие от концентраций x, y, можно добиться локализации во внутренней части гетероструктуры частиц лишь определенной спиральности. Хорошо известно, что условием появления первого дискретного уровня в такой яме для электрона с массой m_μ является

$$\sqrt{2m_\mu a^2 U_2} > \mathrm{arctg}\,(\sqrt{\frac{U_1 - U_2}{U_2}}), \tag{22}$$

где $U_{1,2}$ – высоты стенок ямы ($U_1 > U_2$), a – ширина ямы. Из (22) можно сделать вывод, что если выполняются неравенства

$$\sqrt{2ma^2U_2}\left(1 + \frac{\delta}{2}\right) > \mathrm{arctg}\left(\sqrt{\frac{U_1 - U_2}{U_2}}\right) > > \sqrt{2ma^2U_2}\left(1 - \frac{\delta}{2}\right), \tag{23}$$

то локализуется только электрон со спиральностью $\mu = -1$.

Рассмотрим еще один пример: две δ-ямы на расстоянии a: $U(z) = -U_0[\delta(z) + \delta(z-a)]$. Решая уравнение (20), приходим к дисперсионному уравнению

$$(\kappa_\mu - m_\mu U_0)^2 = (m_\mu U_0)^2 e^{-2\kappa a}, \tag{24}$$

где $\kappa_\mu = \sqrt{-2m_\mu\varepsilon}$. Из (24) видно, что, при выполнении условия

$$mU_0a(1-\delta)) < 1 < mU_0a(1+\delta)), \tag{25}$$

для спиральности $\mu = -1$ будет два локализованных состояния, в то время как для другого значения спиральности только одно.

3. *Влияние магнитного поля.* Как видно из геометрии рассматриваемых задач, имеет смысл исследовать случай $\mathbf{B}_{\|}$, то есть поля, параллельного поверхности, а в 3D задаче – параллельного плоскости $z = 0$. В ситуации $\mathbf{B}_{\perp}$ частицы локализуются в плоскости и без добавочного латерального потенциала (например, в представлении заданного момента). Этот случай лежит вне рамок данной работы.

В 3D задаче с гамильтонианом Дрессельхауз поле $\mathbf{B}_{\|}$ существенно изменяет орбитальное движение электронов, и поэтому зеемановский вклад (если g-фактор мал) можно не рассматривать. В двумерном же случае наоборот, $\mathbf{B}_{\|}$ влияет только через зеемановский вклад в энергию системы.

Общий случай (произвольные поля и продольный импульс) связан с весьма громоздкими выкладками. Интересуясь здесь лишь качественной стороной дела, рассмотрим опять приближение работы [5]: $p_x l$, $p_y l \ll 1$, где l – длина локализации волновой функции в направлении оси z, и, кроме того, будем считать магнитное поле не слишком сильным: $l \ll L$, где $L = \sqrt{c/eB_{\|}}$ – магнитная длина. Тогда приходим к следующей системе уравнений на компоненты спинора $\psi_{1,2}$ (выбрана калибровка векторного потенциала $A_y = -B_{\|}z,\ A_x = A_z = 0$):

$$\left[-\frac{d^2}{dz^2} + \left(p_y - \frac{z}{L^2}\right)^2 + U(z)\right]\psi_{1,2} + + 2m\gamma\left[p_{\pm}\frac{d^2}{dz^2} \mp i\frac{1}{L^2}\frac{d}{dz}\left(z\frac{d}{dz}\right)\right]\psi_{2,1} = 2m\varepsilon\psi_{1,2} \tag{26}$$

($\varepsilon = E - p_x^2/2m$). Сделанные предположения позволяют считать последний член в левой части уравнения (26) малым возмущением, однако здесь удобно включить $p_{\pm}d^2/dz^2$ в основную часть гамильтониана, так что в качестве оператора возмущения остается слагаемое

$$\hat{V}_{\text{pert}} = \frac{\gamma}{L^2}\sigma_y\frac{d}{dz}\left(z\frac{d}{dz}\right). \tag{27}$$

Примем опять модель $U(z) = -U_0\delta(z)$. Невозмущенная часть гамильтониана диагонализуется с помощью спиноров вида (19). Функции $\chi_\mu(z)$ теперь удовлетворяют уравнению

$$\left[-\frac{d^2}{dz^2} + \left(p_y - \frac{z}{L^2}\right)^2 - U_0\delta(z)\right]\chi_\mu = 2m_\mu\varepsilon\chi_\mu. \quad (28)$$

Решения этого уравнения выражаются через функции параболического цилиндра $D_{q_\mu}((z-z_0)\sqrt{2}/L_\mu)$ и $D_{q_\mu}(-(z-z_0)\sqrt{2}/L_\mu)$, где $q_\mu = (\varepsilon/\omega_c)\sqrt{m_\mu/m}$, $\omega_c = eB_\parallel/mc$, $L_\mu = L\sqrt{m/m_\mu}$. При $U_0 = 0$ сразу получаем СО-расщепленный спектр Ландау:

$$\varepsilon_{n,\mu} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\omega_c\sqrt{\frac{m}{m_\mu}}. \quad (29)$$

С учетом U_0 получаем дисперсионное уравнение

$$\frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma(-q_\mu)} = m_\mu L_\mu U_0 D_{q_\mu}(z_0\sqrt{2}/L_\mu)D_{q_\mu}(-z_0\sqrt{2}/L_\mu). \quad (30)$$

Для основного уровня $n = 0$ (все еще без учета возмущения (27)) получается:

$$\varepsilon_{0,\mu} = \omega_c\sqrt{\frac{m_\mu}{m}}\left[\frac{1}{2} - \frac{m_\mu L_\mu U_0}{\sqrt{\pi}}\exp\left(-\sqrt{\frac{m_\mu}{m}}(p_yL)^2\right)\right]. \quad (31)$$

Здесь мы воспользовались малым отличием m_μ от m и в индексе функций $D_q(t)$ положили для основного состояния $q_\mu = 0$.

Наконец, учитывая $\hat{V}_{\text{pert}}$, получим в первом порядке для двух наинизших подзон

$$E_{0,\mu} = \frac{p_x^2}{2m} + \omega_c\sqrt{\frac{m_\mu}{m}}\times \left[\frac{1}{2} - \frac{m_\mu^{3/4}m^{1/4}LU_0}{\sqrt{\pi}}\exp\left(-\sqrt{\frac{m_\mu}{m}}(p_yL)^2\right)\right] - \mu\gamma\sqrt{\frac{m_\mu}{m}}\frac{p_y^2}{2p_\parallel L^2}. \quad (32)$$

Как видно из (32), СО взаимодействие дает два вклада в расщепление подзон Ландау – экспоненциально зависящий от импульса p_y и линейный по продольному импульсу $p_\parallel$.

Таким образом, как и следовало ожидать, магнитное поле способствует локализации частицы около короткодействующего дефекта, которым в данном случае является δ-образная яма: обе функции D_{q_μ} убывают с ростом своих аргументов. Однако радиус локализации и энергия частицы существенно зависят от магнитного поля, и зависимости эти *различны* для электронов разной спиральности, а следовательно, различными будут и соответствующие числа заполнения. Это и позволит направленно изменять спиновую поляризацию в системе.

В 2D системе включение магнитного поля, направленного по оси x, приводит к модификации слагаемого с σ_x в (1): $\alpha\sigma_x p_y \to \sigma(\alpha p_y - g\mu_B B/2)$ (g – g-фактор, μ_B – магнетон Бора). Отсюда сразу следует, что спектр локализованных состояний в присутствие магнитного поля дается соотношением

$$E_\mu^{(B)}(p_x, p_y) = \frac{p_y^2}{2m} + \varepsilon_\mu(p_x, p_y - g\mu_B B/2\alpha), \quad (33)$$

где $\varepsilon_\mu(p_x, p_y)$ определяется решением задачи в отсутствие магнитного поля.

Гораздо более громоздкие выкладки связаны со случаем $\mathbf{B}\|y$, когда характеристическое уравнение для $\xi_\pm$ становится полным уравнением четвертого порядка. Мы оставляем эту задачу для более подробного анализа в другом месте.

Работа была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований и грантом Президента РФ # 593.2003.2 для научных школ, а также программами РАН и Министерства образования и науки. Мы благодарим М. В. Энтина за обсуждения, а также В. Л. Гуревича и В. И. Переля за интерес к нашей работе.

1. V. M. Edelstein, Sol. State. Comm. **73**, 233 (1990).
2. A. G. Aronov, Yu. B. Lyanda-Geller, and G. E. Pikus, ЖЭТФ **100**, 973 (1991).
3. A. V. Chaplik, M. V. Entin, and L. I. Magarill, Physica **E13**, 744 (2002).
4. S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko et al., Nature **417**, 153 (2002).
5. V. I. Perel, S. A. Tarasenko et al., Phys. Rev. **B67**, 201304(R) (2003).
6. Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba, JETP Lett. **39**, 78 (1984).
7. E. I. Rashba and V. I. Sheka, in *Landau Level Spectroscopy*, Eds. G. Landwehr and E. I. Rashba, Elsevier, 1991, p. 178.
8. G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).