

Эффекты электрон-электронного взаимодействия в спиновом резонансе в двумерной системе со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза

© С.С. Криштопенко[†]

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 16 июня 2014 г.)

Исследовано влияние электрон-электронного взаимодействия на частоту спинового резонанса в двумерной электронной системе со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза. Продемонстрирована осциллирующая зависимость многочастичных поправок от магнитного поля. Показано, что в зависимости от знака g -фактора учет многочастичного взаимодействия приводит или к уменьшению, или к увеличению частоты спинового резонанса. Установлено, что кубичное по волновому вектору слагаемое в спин-орбитальном взаимодействии Дрессельхауза частично уменьшает величину обменных поправок к энергии спинового резонанса в двумерной системе.

1. Введение

Спин-орбитальное взаимодействие (СОВ), являясь релятивистским по своей природе, приводит к возникновению гиротропии в двумерных (2D) полупроводниковых системах и появлению спинового расщепления в энергетическом спектре квазичастиц в отсутствие внешнего магнитного поля. Данное расщепление для состояний вблизи дна зоны проводимости линейно по квазиимпульсу и связано с отсутствием центра инверсии в системе. Спиновое расщепление в 2D системах на основе полупроводников $A^{III}B^V$ обусловлено двумя основными слагаемыми в эффективном 2D гамильтониане, известными также как СОВ Рашбы [1] и Дрессельхауза [2]. Первый вклад возникает в квантовых ямах (КЯ) с различными барьерами либо с асимметричным профилем потенциала, а также в присутствии внешнего электрического поля (structure inversion asymmetry, SIA). Второй вклад обусловлен отсутствием центра пространственной инверсии в элементарной ячейке материалов, из которых выращена 2D структура (bulk inversion asymmetry, BIA).¹

Гамильтониан СОВ Дрессельхауза в объемных полупроводниках $A^{III}B^V$ для состояний вблизи дна зоны проводимости имеет вид

$$\hat{H}_{SO}(\hat{\mathbf{k}}) = \gamma \left\{ \left(\hat{k}_y \hat{k}_x \hat{k}_y - \hat{k}_z \hat{k}_x \hat{k}_z \right) \hat{\sigma}_x + \left(\hat{k}_z \hat{k}_y \hat{k}_z - \hat{k}_x \hat{k}_y \hat{k}_x \right) \hat{\sigma}_y + \left(\hat{k}_x \hat{k}_z \hat{k}_x - \hat{k}_y \hat{k}_z \hat{k}_y \right) \hat{\sigma}_z \right\} \quad (1)$$

где γ — константа взаимодействия Дрессельхауза, $\hat{\sigma}_i$ и \hat{k}_i ($i = x, y, z$) — матрицы Паули и операторы

компонент обобщенного импульса. Оси x, y, z ориентированы вдоль кубических осей кристалла [100], [010] и [001] соответственно. Отметим, что $\hat{H}_{SO}(\hat{\mathbf{k}})$ отличается от гамильтониана, полученного в [2]. Форма (1) для СОВ Дрессельхауза учитывает правильный порядок для компонент обобщенного импульса в присутствии однородного магнитного поля [6].

В 2D системах из-за размерного квантования компонента импульса вдоль оси роста, например оси z , заменяется в гамильтониане на $-i\partial/\partial z$. Гамильтониан СОВ можно получить с помощью усреднения по адиабатически быстрому движению вдоль оси роста. Проводя такое усреднение и учитывая, что $\langle \hat{k}_z \rangle = 0$ и $\langle \hat{k}_z^2 \rangle \neq 0$, где скобки означают квантово-механическое усреднение по волновой функции размерного квантования, легко получить 2D форму СОВ Дрессельхауза [7], в котором помимо слагаемого $\hat{H}_D^{(1)}(\hat{k}_x, \hat{k}_y)$, линейного по \hat{k}_x и \hat{k}_y , присутствует слагаемое, кубичное по квазиимпульсу, $\hat{H}_D^{(3)}(\hat{k}_x, \hat{k}_y)$:

$$\hat{H}_{SO}(\hat{\mathbf{k}}) = \hat{H}_D^{(1)}(\hat{k}_x, \hat{k}_y) + \hat{H}_D^{(3)}(\hat{k}_x, \hat{k}_y),$$

$$\hat{H}_D^{(1)}(\hat{k}_x, \hat{k}_y) = \beta \left(\hat{k}_x \hat{\sigma}_x - \hat{k}_y \hat{\sigma}_y \right),$$

$$\hat{H}_D^{(3)}(\hat{k}_x, \hat{k}_y) = \gamma \left(\hat{k}_y \hat{k}_x \hat{k}_y \hat{\sigma}_x - \hat{k}_x \hat{k}_y \hat{k}_x \hat{\sigma}_y \right), \quad (2)$$

где $\beta = -\gamma \langle \hat{k}_z^2 \rangle$ — 2D константа Дрессельхауза, зависящая от ширины КЯ. Часто слагаемым $\hat{H}_D^{(3)}(\hat{k}_x, \hat{k}_y)$ пренебрегают, полагая $\langle \hat{k}_z^2 \rangle \gg k_F^2$, где $k_F = \sqrt{2\pi n_S}$ — волновой вектор Ферми (n_S — концентрация 2D электронов). Недавние эксперименты [8–10] свидетельствуют о значительной роли кубического слагаемого в СОВ Дрессельхауза в 2D системах даже при низких значениях концентрации электронного газа.

[†] E-mail: sergey.krishtopenko@mail.ru

¹ Помимо вкладов, обусловленных SIA и BIA, в гамильтониане СОВ в 2D системах существует также вклад, связанный с симметрией и структурой гетерограниц в КЯ (interface inversion asymmetry, IIA) [3]. Учет вклада гетерограниц в гамильтониан СОВ в отсутствие магнитного поля приводит лишь к перенормировке вкладов Рашбы и Дрессельхауза [3–5].

Использование спинового резонанса (СР) для измерения константы СОВ впервые было предложено в работах [11,12]. Из-за чрезвычайной чувствительности к СОВ и высокой точности при определении положения линии поглощения СР успешно использовался для определения константы СОВ Рашбы в 2D системах [13–17]. СОВ Дрессельхауза в КЯ, помещенных в магнитное поле, приводит к анизотропии спинового расщепления электронных уровней, описываемой как анизотропия эффективного g -фактора в плоскости 2D системы [18,19]. Плоскостная анизотропия g -фактора в КЯ GaAs/AlGaAs, определяемого из измерений СР, экспериментально наблюдалась в работах [20,21].

Помимо того, что СОВ приводит к анизотропии эффективного g -фактора в сильных магнитных полях и увеличению энергии СР в слабых магнитных полях,² оно также обуславливает дополнительную перенормировку энергии СР в 2D системе, связанную с электрон-электронным ($e-e$) взаимодействием (нарушение теоремы Лармора) [22]. Влияние $e-e$ -взаимодействия на энергию СР подробно изучалось для 2D систем с СОВ Рашбы [22–24], а также для КЯ на основе узкозонных полупроводников, таких как InAs и InSb [25–30]. Настоящая работа посвящена исследованию перенормировки энергии СР, обусловленной $e-e$ -взаимодействием, в 2D электронной системе с СОВ Дрессельхауза, кубичным, $\widehat{H}_D^{(3)}(\widehat{k}_x, \widehat{k}_y)$, и линейным, $\widehat{H}_D^{(1)}(\widehat{k}_x, \widehat{k}_y)$, по импульсу. Эффектами непараболичности и беспорядка при этом пренебрегли.

2. Теория

Рассмотрим 2D систему в отсутствие беспорядка, помещенную в магнитное поле, направленное вдоль оси z перпендикулярно плоскости системы. Для расчета энергий и волновых функций одноэлектронных состояний вместо операторов импульса в плоскости (x, y) удобно ввести „лестничные операторы“ следующим образом:

$$\begin{aligned} b^+ &= \frac{a_B}{\sqrt{2}}(k_x + ik_y), \\ b &= \frac{a_B}{\sqrt{2}}(k_x - ik_y), \\ bb^+ - b^+b &= 1, \end{aligned}$$

где $a_B = \sqrt{\hbar c/eB}$ — магнитная длина, B — величина магнитной индукции. В результате гамильтониан для описания одночастичных состояний можно представить в виде

$$\begin{aligned} \widehat{H}_{(1e)} &= \hbar\omega_c \left(b^+b + \frac{1}{2} \right) + \frac{g^*}{2}\mu_B B \sigma_z + \widehat{H}_{SO}^{(ax)} + \widehat{H}_{SO}^{(wp)}, \\ \widehat{H}_{SO}^{(ax)} &= \tilde{\beta} \begin{pmatrix} 0 & ib^+ \\ -ib & 0 \end{pmatrix} + \tilde{\gamma} \begin{pmatrix} 0 & ib^+bb^+ \\ -ibb^+b & 0 \end{pmatrix}, \quad (3) \end{aligned}$$

где m^* и g^* — эффективная масса и g -фактор электронов, $\mu_B > 0$ — магнетон Бора, $\omega_c = eB/m^*c$,

² В нулевом магнитном поле энергия СР определяется спиновым расщеплением энергетического спектра носителей заряда.

$\tilde{\beta} = \sqrt{2}\beta/a_B$ и $\tilde{\gamma} = \gamma/\sqrt{2}a_B^3$. Слагаемое $\widehat{H}_{SO}^{(wp)}$ в (3), появляющееся из анизотропной части кубического слагаемого СОВ Дрессельхауза $\widehat{H}_D^{(3)}(\widehat{k}_x, \widehat{k}_y)$, имеет вид

$$\widehat{H}_{SO}^{(wp)} = -\tilde{\gamma} \begin{pmatrix} 0 & ib^3 \\ -i(b^+)^3 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Легко видеть, что в отсутствие слагаемого (4) закон дисперсии 2D электронов является изотропным и одночастичная задача может быть решена аналитически. Собственные значения „редуцированного“ гамильтониана $\widehat{H}_{(1e)} - \widehat{H}_{SO}^{(wp)}$ имеют две ветви, нумеруемые a и b :

$$\tilde{E}_n^{(a)} = \hbar\omega_c n + \sqrt{E_0^2 + \widehat{B}_n^2} n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

и

$$\tilde{E}_n^{(b)} = \hbar\omega_c n - \sqrt{E_0^2 + \widehat{B}_n^2} n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{1}{2}(\hbar\omega_c + g^*\mu_B B), \\ \widehat{B}_n &= \tilde{\beta} + \tilde{\gamma}n. \end{aligned}$$

Соответствующие волновые функции удобно представить в виде

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_{n,k}^{(a)}(x, y, z) &= \sin \varphi_n \begin{pmatrix} |n, k\rangle \\ 0 \end{pmatrix} - i \cos \varphi_n \begin{pmatrix} 0 \\ |n-1, k\rangle \end{pmatrix}, \\ \tilde{\Psi}_{n,k}^{(b)}(x, y, z) &= \sin \varphi_n \begin{pmatrix} 0 \\ |n-1, k\rangle \end{pmatrix} - i \cos \varphi_n \begin{pmatrix} |n, k\rangle \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (7) \end{aligned}$$

где $|n-1, k\rangle$ соответствует нормированной волновой функции гармонического осциллятора [31],

$$\begin{aligned} \sin \varphi_n &= \frac{E_0 + \sqrt{E_0^2 + \widehat{B}_n^2}}{\sqrt{\left(E_0 + \sqrt{E_0^2 + \widehat{B}_n^2} \right)^2 + \widehat{B}_n^2} n}, \\ \cos \varphi_n &= \frac{\widehat{B}_n \sqrt{n}}{\sqrt{\left(E_0 + \sqrt{E_0^2 + \widehat{B}_n^2} \right)^2 + \widehat{B}_n^2} n}. \end{aligned}$$

Электронный спиновый резонанс соответствует переходу между уровнями (n, a) и $(n+1, b)$. В слабых магнитных полях при больших значениях n , таких что $k_F^2 \approx 2n/a_B^2$, энергия СР принимает вид

$$E_{\text{ESR}} = \left| \sqrt{(g^*\mu_B B + \hbar\omega_c)^2 \left(\Delta_D^{(1)} + \Delta_D^{(2)}/4 \right)^2 - \hbar\omega_c} \right|, \quad (9)$$

где $\Delta_D^{(1)} = 2\beta k_F$ и $\Delta_D^{(2)} = 2\gamma k_F^3$ — расщепления энергетического спектра в нулевом магнитном поле, соответствующие линейной и кубической частям СОВ Дрессельхауза.

Учет анизотропного члена $\widehat{H}_{SO}^{(wp)}$ в энергии и волновых функциях одночастичных состояний проводился по теории возмущений с точностью до второго порядка на волновых функциях (7). Прямая диагонализация $\widehat{H}_{(1e)}$ в базисе собственных функций „редуцированного“ гамильтониана $\widehat{H}_{(1e)} - \widehat{H}_{SO}^{(wp)}$ при значениях m^* , g^* , β и γ , характерных для 2D структур на основе GaAs/AlGaAs, показывает, что соответствующий вклад $\widehat{H}_{SO}^{(wp)}$ не превышает 1–2% даже в слабых магнитных полях (при которых $k_F^2 \approx 2n/a_B^2$), что оправдывает использование теории возмущений. Отметим, что использование теории возмущений при вычислении энергий и волновых функций одночастичных состояний вместо численной диагонализации $\widehat{H}_{(1e)}$ позволяет значительно экономить время расчета при решении многочастичной задачи.

Полный гамильтониан 2D системы с учетом $e-e$ -взаимодействия H_{int} в представлении вторичного квантования имеет вид

$$\begin{aligned} H &= H_{(0)} + H_{\text{int}}, \\ H_{(0)} &= \int d^2\mathbf{r} \Psi^\dagger(\mathbf{r}) H_{(1e)} \Psi(\mathbf{r}), \\ H_{\text{int}} &= \frac{1}{2} \int d^2\mathbf{r}_1 \int d^2\mathbf{r}_2 \\ &\times \Psi^\dagger(\mathbf{r}_1) \Psi^\dagger(\mathbf{r}_2) V(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) \Psi(\mathbf{r}_2) \Psi(\mathbf{r}_1), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\mathbf{r} = (x, y)$ — радиус-вектор в плоскости системы, $V(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)$ — кулоновский потенциал, верхний индекс „+“ соответствует эрмитову сопряжению. В (10) были введены полевые операторы $\Psi(\mathbf{r})$ и $\Psi^\dagger(\mathbf{r})$, содержащие фермионные операторы рождения и уничтожения, $a_{n,k,i}$, $a_{n,k,i}^\dagger$, и волновые функции одночастичных состояний, $\varphi_{n,k}^{(a)}(x, y)$ и $\varphi_{n,k}^{(b)}(x, y)$, вычисленные с учетом $\widehat{H}_{SO}^{(wp)}$:

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}) &= \sum_{n,k,i} \varphi_{n,k}^{(i)}(x, y) a_{n,k,i}, \\ \Psi^\dagger(\mathbf{r}) &= \sum_{n,k,i} \varphi_{n,k}^{(i)\dagger}(x, y) a_{n,k,i}^\dagger, \end{aligned} \quad (11)$$

где $i = a, b$. Использование преобразования Фурье для кулоновского потенциала,

$$V(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = \int \frac{d^2\mathbf{q}}{(2\pi)^2} \tilde{D}(q) e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}, \quad (12)$$

позволяет свести вычисление матричных элементов $e-e$ -взаимодействия H_{int} на волновых функциях $\varphi_{n,k}^{(a)}(x, y)$ и $\varphi_{n,k}^{(b)}(x, y)$ к вычислению матричных элементов $\langle n_1, k_1 | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | n_2, k_2 \rangle$ [24].

Фурье-образ кулоновского потенциала $\tilde{D}(q)$ в 2D системе имеет вид

$$\tilde{D}(q) = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon q} F(q), \quad (13)$$

где ε — статическая диэлектрическая проницаемость системы, $F(q)$ — геометрический форм-фактор, учитывающий ненулевую толщину 2D системы в направлении

оси z , а также поля электростатических изображений. Далее движением электронов вдоль оси z будем пренебрегать, полагая $F(q) = 1$.

После некоторых вычислений можно получить следующие выражения для $H_{(0)}$ и H_{int} :

$$\begin{aligned} H_{(0)} &= \sum_{n,k,i} E_n^{(i)} a_{n,k,i}^\dagger a_{n,k,i}, \\ H_{\text{int}} &= \frac{1}{2} \sum_{n_1 \dots n_4} \sum_{i_1 \dots i_4} \sum_{k_1 k_2} \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} \tilde{V}_{n_1, n_2, n_3, n_4}^{(i_1, i_2, i_3, i_4)}(\mathbf{q}) \\ &\times e^{i\mathbf{q}\cdot(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{q}_y)} a_{n_1, k_1, i_1}^\dagger a_{n_2, k_2, i_2}^\dagger a_{n_3, k_2 - \mathbf{q}_y, i_3} a_{n_4, k_1 + \mathbf{q}_y, i_4}, \end{aligned} \quad (14)$$

где $E_n^{(i)}$ — собственные значения энергии гамильтониана $\widehat{H}_{(1e)}$, а в матричном элементе $e-e$ -взаимодействия $\tilde{V}_{n_1, n_2, n_3, n_4}^{(i_1, i_2, i_3, i_4)}(\mathbf{q}) \propto \tilde{D}(q)$ удерживаются слагаемые с точностью до второго порядка малости по матричному элементу $\widehat{H}_{SO}^{(wp)}$.

Для нахождения энергии СР с учетом $e-e$ -взаимодействия удобно воспользоваться экситонным представлением [32–34]. При переходе электрона между уровнями Ландау в 2D системе происходит рождение квазиэлектрон-квазидырочных пар (квазиэлектронов над уровнем Ферми и квазидырок под уровнем Ферми), в результате система переходит из основного состояния в возбужденное. Для описания возбужденного состояния 2D системы, образованного электроном, перемещенным на незаполненный или частично заполненный уровень Ландау (n, i) , и эффективной дыркой, появляющейся на прежнем уровне (n', i') , определим оператор рождения магнитного экситона с импульсом k ,

$$A_{n, n', i, i'}^+(\mathbf{k}) = \sum_p e^{ik_x(p+k_y/2)} a_{n, p, i}^\dagger a_{n', p+k_y, i'}, \quad (15)$$

который удовлетворяет следующему коммутационному соотношению:

$$\begin{aligned} &[A_{n_1, n_2, i_1, i_2}^+(\mathbf{k}_1), A_{n_3, n_4, i_3, i_4}(\mathbf{k}_2)] \\ &= A_{n_1, n_4, i_1, i_4}^+(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) e^{-\frac{i}{2} a_B^2 (\mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2)_z} \delta_{n_2, n_3} \delta_{i_2, i_3} \\ &- A_{n_3, n_2, i_3, i_2}^+(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) e^{\frac{i}{2} a_B^2 (\mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2)_z} \delta_{n_1, n_4} \delta_{i_1, i_4}. \end{aligned} \quad (16)$$

Энергия такого магнитного экситона E_{ex} , отсчитываемая от энергии основного состояния системы $|0\rangle$, удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} E_{\text{ex}} A_{n, n', i, i'}^+(\mathbf{k}) |0\rangle &= \left(E_n^{(i)} - E_{n'}^{(i')} \right) A_{n, n', i, i'}^+(\mathbf{k}) |0\rangle \\ &+ [H_{\text{int}}, A_{n, n', i, i'}^+(\mathbf{k})] |0\rangle. \end{aligned} \quad (17)$$

Для вычисления коммутатора в правой части (17) выражение (14) удобно переписать в виде

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{int}} &= \frac{1}{2} \sum_{n_1 \dots n_4} \sum_{i_1 \dots i_4} \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \tilde{V}_{n_1, n_2, n_3, n_4}^{(i_1, i_2, i_3, i_4)}(\mathbf{q}) \\ &\times A_{n_1, n_4, i_1, i_4}^+(\mathbf{q}) A_{n_2, n_3, i_2, i_3}^+(-\mathbf{q}) \\ &- \frac{1}{2} \sum_{n_1, n_2, n_3} \sum_{i_1, i_2, i_3} \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \tilde{V}_{n_1, n_2, n_3, n_4}^{(i_1, i_2, i_3, i_4)}(\mathbf{q}) A_{n_1, n_2, i_1, i_3}^+ (0). \end{aligned} \quad (18)$$

Далее, используя коммутационные соотношения между экситонными операторами, а также удерживая в правой части выражения (17) только члены, пропорциональные произведению фермионных операторов рождения и уничтожения, умноженному, в свою очередь, на оператор числа частиц, и учитывая, что

$$\langle 0 | a_{n_1, p_1, i_1}^+ a_{n_2, p_2, i_2} | 0 \rangle = \delta_{n_1, n_2} \delta_{p_1, p_2} \delta_{i_1, i_2} v_{n_1}^{(i_1)}, \quad (19)$$

где $v_n^{(i)}$ — фактор заполнения уровня Ландау (n, i), получаем следующее выражение для $[H_{\text{int}}, A_{n, n', i, i'}^+(\mathbf{k})]$ (см. также [24–26]):

$$\begin{aligned} [H_{\text{int}}, A_{n, n', i, i'}^+(\mathbf{k})] | 0 \rangle &= - \sum_{n_2, i_2} v_{n_2}^{(i_2)} \left(\tilde{E}_{n, n_2, n, n_2}^{(i, i_2, i, i_2)}(0) \right. \\ &- \left. \tilde{E}_{n', n_2, n', n_2}^{(i', i_2, i', i_2)}(0) \right) A_{n, n', i, i'}^+(\mathbf{k}) | 0 \rangle - \left(v_n^{(i)} - v_{n'}^{(i')} \right) \\ &\times \sum_{n_1, n_4, i_1, i_4} \frac{\tilde{V}_{n_1, n', n, n_4}^{(i_1, i', i, i_4)}(\mathbf{k})}{2\pi} A_{n_1, n_4, i_1, i_4}^+(\mathbf{k}) | 0 \rangle \\ &+ \left(v_n^{(i)} - v_{n'}^{(i')} \right) \sum_{n_1, n_2, i_1, i_2} \tilde{E}_{n', n_1, n, n_2}^{(i', i_1, i, i_2)}(\mathbf{k}) A_{n_1, n_2, i_1, i_2}^+(\mathbf{k}) | 0 \rangle. \end{aligned} \quad (20)$$

В выражении (20) матричный элемент $\tilde{E}_{n_1, n_2, n_3, n_4}^{(i_1, i_2, i_3, i_4)}(\mathbf{k})$ определяется как

$$\tilde{E}_{n_1, n_2, n_3, n_4}^{(i_1, i_2, i_3, i_4)}(\mathbf{k}) = \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^2} \tilde{V}_{n_1, n_2, n_3, n_4}^{(i_1, i_2, i_3, i_4)}(\mathbf{q}) e^{ia_B^2(\mathbf{q} \times \mathbf{k})_z}. \quad (21)$$

Видно, что второе и третье слагаемые в (20) обеспечивают замешивание всех возможных состояний 2D системы, содержащих магнитные экситоны.

Рассмотрим подробно возбуждение магнитного экситона, связанное с переходом электрона между уровнями Ландау (n, a) и ($n+1, b$), энергия которого в длинноволновом пределе соответствует энергии СР. Можно показать, что в сильных магнитных полях, таких что $B > B_{\text{cr}}$, где B_{cr} определяется из условия

$$\begin{aligned} \frac{(\hbar\omega_c)^2}{(\tilde{\beta} + \tilde{\gamma}n)^2} &\approx \frac{2n + 2 + \sqrt{4n(n+2) + A^2}}{4(4 - A^2)}, \\ A &= 1 + \frac{g^* m^*}{2m_0}, \end{aligned} \quad (22)$$

замешиванием возбуждения квазиэлектрон-квазидырочной пары между уровнями Ландау (n, a) и ($n+1, b$)

с другими магнитными экситонами можно пренебречь (см., например, [24]). Таким образом, энергия СР с учетом $e-e$ -взаимодействия принимает вид

$$\begin{aligned} E_{\text{ESR}} &= \left| E_n^{(a)} - E_{n+1}^{(b)} + \Delta_{\text{ESR}}^{(e-e)} \right| \quad \text{при} \quad E_n^{(a)} \geq E_{n+1}^{(b)}, \\ E_{\text{ESR}} &= \left| E_{n+1}^{(b)} - E_n^{(a)} - \Delta_{\text{ESR}}^{(e-e)} \right| \quad \text{при} \quad E_n^{(a)} < E_{n+1}^{(b)}, \end{aligned}$$

где поправка к энергии СР, обусловленная многочастичными эффектами $\Delta_{\text{ESR}}^{(e-e)}$, определяется как

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{ESR}}^{(e-e)} &= \left(v_n^{(a)} - v_{n+1}^{(b)} \right) \tilde{E}_{n+1, n, n, n+1}^{(b, a, a, b)}(0) \\ &- \sum_{n_2, i_2} v_{n_2}^{(i_2)} \left(\tilde{E}_{n, n_2, n, n_2}^{(a, i_2, a, i_2)}(0) - \tilde{E}_{n+1, n_2, n+1, n_2}^{(b, i_2, a, i_2)}(0) \right). \end{aligned} \quad (24)$$

Нетрудно показать, что в отсутствие СОВ, т.е. при $\beta = 0$, $\gamma = 0$, $\Delta_{\text{ESR}}^{(e-e)} = 0$, энергия СР в полном соответствии с теоремой Лармора равна $g^* \mu_B B$ [35].

3. Результаты и обсуждение

Для иллюстрации полученных теоретических результатов в настоящем разделе рассматривается „модельная“ 2D система со значениями статической диэлектрической проницаемости $\epsilon = 12.5$, эффективной массы электронов $m^* = 0.067m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) и g -фактора, изменяющимися в интервале от -0.4 до 0.4 , которые характерны для 2D структур на основе GaAs/AlGaAs [8–10, 20, 21]. Концентрация 2D электронов полагается равной $n_S = 4.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Из результатов различных экспериментальных исследований 2D структур на основе GaAs/AlGaAs известно, что значения константы γ лежат в интервале между -3 и $-35 \text{ эВ} \cdot \text{Å}^3$ [10, 36–40]. В настоящей работе, в соответствии с [10], значение γ полагается равным $-11 \text{ эВ} \cdot \text{Å}^3$.

На рис. 1 и 2 представлены результаты расчетов частоты СР как функции магнитного поля при различных значениях g -фактора. Точечные кривые соответствуют одноэлектронному приближению, сплошные кривые — результаты расчетов, выполненных с учетом $e-e$ -взаимодействия. На вставках к рис. 1 и 2 приведены „одноэлектронные“ частоты СР с учетом (сплошная кривая) и без учета (точечная кривая) кубического члена в СОВ Дрессельхауза. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау. Отметим, что выполненные расчеты не учитывают замешивание возбуждения между уровнями Ландау (n, a) и ($n+1, b$) с другими магнитными экситонами, т.е. ограничиваются областью магнитных полей $B > B_{\text{cr}}$, где B_{cr} определяется из условия (22). При выбранных значениях параметров для модельной 2D системы значение $B_{\text{cr}} \approx 0.16 \text{ Тл}$ для номера уровня Ландау n_F , пересекающегося с уровнем Ферми, достигалось при $n_F \sim 50$. При фиксированном значении магнитного поля n_F вычисляется из условия

$$2\pi a_B^2 \sum_{n=0}^{n_F} \left(v_n^{(a)} + v_{n+1}^{(b)} \right) = n_S. \quad (25)$$

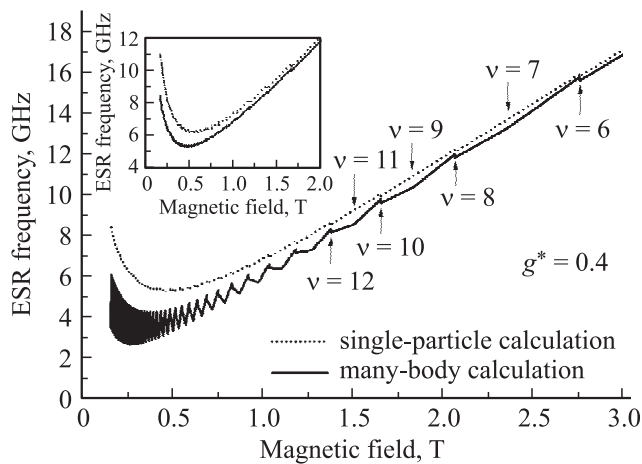


Рис. 1. Частота спинового резонанса как функция магнитного поля при $\beta = 5 \cdot 10^3 \text{ эВ} \cdot \text{Å}$, $\gamma = -11 \text{ эВ} \cdot \text{Å}^3$ и $g^* = 0.4$ в одноэлектронном приближении (точечная кривая) и с учетом $e-e$ -взаимодействия (сплошная кривая). Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау. На вставке — результаты „одноэлектронных“ расчетов при $\gamma = -11$ (сплошная кривая) и $0 \text{ эВ} \cdot \text{Å}^3$ (точечная кривая).

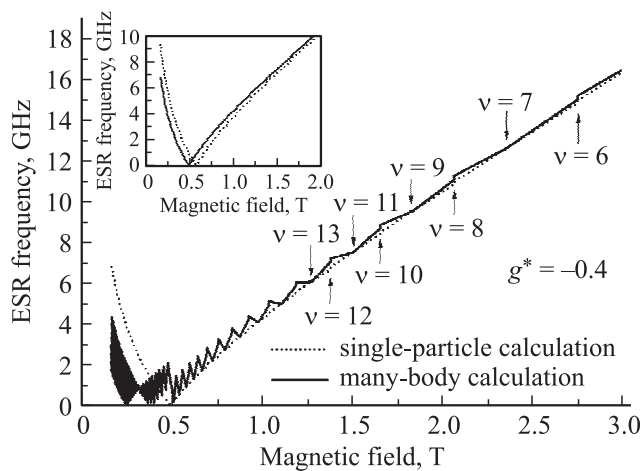


Рис. 2. Частота спинового резонанса в зависимости от магнитного поля при $\beta = 5 \cdot 10^3 \text{ эВ} \cdot \text{Å}$, $\gamma = -11 \text{ эВ} \cdot \text{Å}^3$ и $g^* = -0.4$ в одноэлектронном приближении (точечная кривая) и с учетом $e-e$ -взаимодействия (сплошная кривая). Магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау, отмечены стрелками. На вставке — результаты „одноэлектронных“ расчетов при $\gamma = -11$ (сплошная кривая) и $0 \text{ эВ} \cdot \text{Å}^3$ (точечная кривая).

Как видно из рис. 1 и 2, поведение „одноэлектронной“ частоты СР в магнитном поле определяется знаком g^* -фактора 2D электронов. При $g^* > 0$ зависимость частоты СР от магнитного поля имеет U-образный вид (рис. 1), при $g^* < 0$ имеет место V-образная зависимость от магнитного поля (рис. 2), причем частота СР обраща-

ется в нуль при условии

$$\frac{(\hbar\omega_c)^2}{(\tilde{\beta} + \tilde{\gamma}n_F)^2} \approx \frac{2n_F + 1 + \sqrt{4n_F(n_F + 1) + A^2}}{4(1 - A^2)}, \quad (26)$$

где A определяется так же, как и в выражении (22).

В слабых магнитных полях „одноэлектронная“ частота СР определяется расщеплением Дрессельхауза в нулевом магнитном поле, т.е. $\Delta_D^{(1)}$ и $\Delta_D^{(3)}$; в сильных магнитных полях „одноэлектронная“ энергия СР стремится к зеемановской энергии. Особенности „одноэлектронной“ частоты СР, возникающие при четных факторах заполнения уровней Ландау, связаны с осцилляциями уровня Ферми в магнитном поле. При увеличении магнитного поля уровень Ферми перескакивает с одной пары расщепленных по спину уровней Ландау на более низлежащую пару, спиновое расщепление которой из-за СОВ зависит от номера уровня Ландау n , в результате происходит скачок спинового расщепления на уровне Ферми и соответственной частоты СР.

Учет $e-e$ -взаимодействия приводит к значительной перенормировке частоты СР в области магнитных полей, в которой СОВ Дрессельхауза оказывает заметное влияние на величину спинового расщепления уровней Ландау. Данные рис. 1 и 2 показывают, что вклад в частоту СР, обусловленный $e-e$ -взаимодействием, зависит от знака эффективного g -фактора в 2D системе. Видно, что при положительных значениях g -фактора $e-e$ -взаимодействие приводит к уменьшению частоты СР при любых значениях магнитных полей и факторов заполнения уровней Ландау. При $g^* < 0$ вклад от $e-e$ -взаимодействия в частоту СР может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от магнитного поля. В области слабых магнитных полей, соответствующих $B \ll B_0$ (где B_0 определяется из условия (26)), $e-e$ -взаимодействие приводит к уменьшению частоты СР по сравнению с „одноэлектронными“ значениями. В сильных магнитных полях, таких что $B \gg B_0$, $e-e$ -взаимодействие приводит к увеличению частоты СР по сравнению с „одноэлектронными“ значениями. В окрестности $B \approx B_0$ зависимость частоты СР от магнитного поля имеет сложный характер.

Осциллирующее поведение „многочастичной“ поправки в магнитном поле связано с осцилляциями разности факторов заполнения уровней Ландау, вовлеченных в переход, соответствующий спиновому резонансу. При нулевой температуре в отсутствие беспорядка в 2D системе плотности состояний на уровнях Ландау описываются δ -функциями Дирака и спин-расщепленные уровни Ландау не перекрываются, что приводит к выраженным осцилляциям „многочастичной“ частоты СР даже в слабых магнитных полях. При учете конечной ширины уровней Ландау (см., например, [41]) при уменьшении магнитного поля осцилляции частоты СР должны замываться из-за увеличения перекрытия плотностей состояний спин-расщепленных уровней Ландау (n_F, a) и ($n_F + 1, b$). Кроме этого можно ожидать появле-

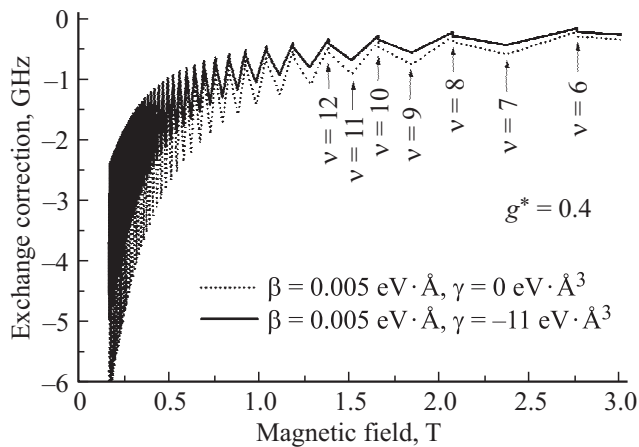


Рис. 3. Многочастичные поправки к частоте СР как функции магнитного поля при $\beta = 5 \cdot 10^3 \text{ \AA} \cdot \text{eV}$ и $g^* = 0.4$ с учетом ($\gamma = -11 \text{ \AA}^3 \cdot \text{eV}$, сплошная кривая) и без учета ($\gamma = 0 \text{ \AA}^3 \cdot \text{eV}$, точечная кривая) слагаемого в гамильтониане СОВ Дрессельхауза, кубичного по волновому вектору.

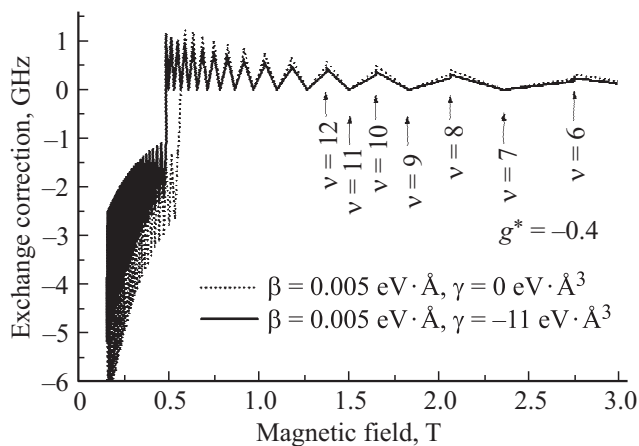


Рис. 4. Поправки, связанные с $e-e$ -взаимодействием, к частоте СР в зависимости от магнитного поля при $\beta = 5 \cdot 10^3 \text{ \AA} \cdot \text{eV}$ и $g^* = -0.4$ с учетом ($\gamma = -11 \text{ \AA}^3 \cdot \text{eV}$, сплошная кривая) и без учета ($\gamma = 0 \text{ \AA}^3 \cdot \text{eV}$, точечная кривая) кубичного по волновому вектору слагаемого в гамильтониане СОВ Дрессельхауза.

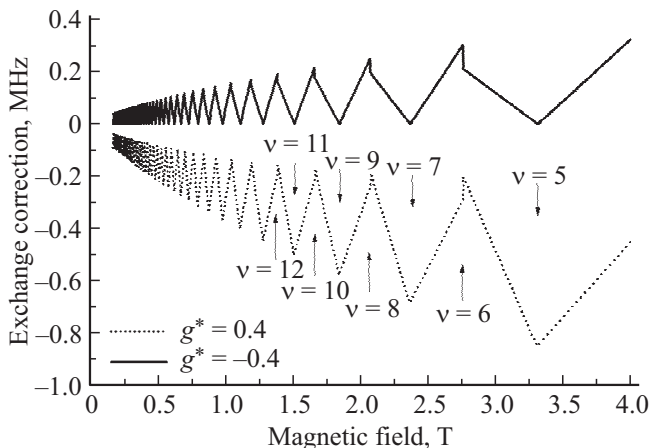


Рис. 5. Многочастичные поправки к энергии СР при различных значениях g -фактора и $\beta = -\gamma k_F^2/4$.

ния дополнительного сдвига частоты СР, связанного с присутствием случайного потенциала примесей в 2D системе с СОВ [42].

На рис. 3 и 4 представлены результаты расчетов поправок к частоте СР, связанных с $e-e$ -взаимодействием, с учетом (сплошная кривая) и без учета (точечная кривая) кубичного по волновому вектору слагаемого в гамильтониане СОВ Дрессельхауза. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау. Видно, что учет $\widehat{H}_D^{(3)}(\widehat{k}_x, \widehat{k}_y)$ в гамильтониане Дрессельхауза (2) приводит к уменьшению обменных поправок к частоте СР. Поскольку $\gamma < 0$, то кубичное слагаемое в (2) частично компенсирует вклад линейного члена $\widehat{H}_D^{(1)}(\widehat{k}_x, \widehat{k}_y)$ и приводит к уменьшению суммарного вклада СОВ в частоту СР. Уменьшение вклада СОВ в частоту СР в соответствии с теоремой Лармора приводит к уменьшению величины поправок, связанных с $e-e$ -взаимодействием.

Из выражения (9) следует, что при $\beta = -\gamma k_F^2/4$ спиновое расщепление Дрессельхауза в нулевом магнитном поле практически отсутствует, и с точностью до членов $\widehat{H}_{SO}^{(wp)}$ „одноэлектронная“ энергия СР в слабых магнитных полях определяется как $g^* \mu_B B$. Как видно из рис. 5, учет $e-e$ -взаимодействия в этом случае приводит лишь к незначительной перенормировке энергии СР, величина которой не превышает 1% при магнитных полях > 0.5 Тл. При этом при положительных (отрицательных) значениях g -фактора наблюдается уменьшение (увеличение) частоты СР во всем рассматриваемом диапазоне магнитных полей.

4. Заключение

В настоящей работе выполнены теоретические исследования нарушения теоремы Лармора и рассчитаны поправки, обусловленные $e-e$ -взаимодействием, к энергии спинового резонанса в 2D системе со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза. Представлена осциллирующая зависимость „многочастичной“ частоты СР от магнитного поля, связанная с осцилляциями уровня Ферми в магнитном поле. Показано, что величина многочастичных поправок к энергии СР зависит не только от взаимного соотношения линейного и кубичного слагаемых в СОВ Дрессельхауза, но также от знака электронного g -фактора в 2D системе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-02-00894), Российской академии наук, гранта президента РФ (МК-4758.2014.2, НШ-1214.2014.2) и фонда некоммерческих программ „Династия“.

Список литературы

- [1] Yu.A. Bychkov, E.I. Rashba. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **17**, 6039 (1984).
- [2] G. Dresselhaus. Phys. Rev., **100**, 580 (1955).

- [3] L.E. Golub, E.L. Ivchenko. *Phys. Rev. B*, **69**, 115 333 (2004).
- [4] П.С. Алексеев. Письма ЖЭТФ, **98**, 92 (2013) [*JETP Letters*, **98**, 84 (2013)].
- [5] Ж.А. Девизорова, В.А. Волков. Письма ЖЭТФ, **98**, 110 (2013) [*JETP Lett.*, **98**, 101 (2013)].
- [6] П.С. Алексеев, М.В. Якунин, И.Н. Ясиевич. *ФТП*, **41**, 1110 (2007) [*Semiconductors*, **41**, 1092 (2007)].
- [7] М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский. *ФТП*, **20**, 176 (1986) [*Sov. Phys. Semicond.*, **20**, 110 (1986)].
- [8] J.D. Koralek, C.P. Weber, J. Orenstein, B.A. Bernevig, S.-C. Zhang, S. Mack, D.D. Awschalom. *Nature (London)*, **458**, 610 (2009).
- [9] M. Kohda, V. Lechner, Y. Kunihashi, T. Dollinger, P. Olbrich, C. Schönhuber, I. Caspers, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, D. Weiss, K. Richter, J. Nitta, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. B*, **86**, 081 306 (2012).
- [10] M.P. Walser, U. Siegenthaler, V. Lechner, D. Schuh, S.D. Ganichev, W. Wegscheider, G. Salis. *Phys. Rev. B*, **86**, 195 309 (2012).
- [11] Э.И. Рамба, В.И. Шека. *ФТТ*, **3**, 1735 (1961) [*Sov. Phys. Solid. State*, **3**, 1257 (1961)].
- [12] E.I. Rashba, V.I. Sheka. In: *Landau Level Spectroscopy*, ed. by G. Landwehr and E.I. Rashba (North-Holland, Amsterdam, 1991) p. 131.
- [13] Z. Wilamowski, N. Sandersfeld, W. Jantsch, D. Többen, F. Schäffler. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 026 401 (2001).
- [14] Z. Wilamowski, W. Jantsch, H. Malissa, U. Rössler. *Phys. Rev. B*, **66**, 195 315 (2002).
- [15] G.A. Khodaparast, R.E. Doezema, S.J. Chung, K.J. Goldammer, M.B. Santos. *Phys. Rev. B*, **70**, 155 322 (2004).
- [16] Z. Wilamowski, H. Malissa, F. Schäffler, W. Jantsch. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 187 203 (2007).
- [17] Y. Kozuka, S. Teraoka, J. Falson, A. Oiwa, A. Tsukazaki, S. Tarucha, M. Kawasaki. *Phys. Rev. B*, **87**, 205 411 (2013).
- [18] В.К. Калевич, В.Л. Корнев. Письма ЖЭТФ, **57**, 557 (1993) [*JETP Letters*, **57**, 571 (1993)].
- [19] П.С. Алексеев. *ФТП*, **47**, 1253 (2007) [*Semiconductors*, **47**, 1241 (2013)].
- [20] Yu.A. Nefyodov, A.V. Shchepetilnikov, I.V. Kukushkin, W. Dietsche, S. Schmult. *Phys. Rev. B*, **83**, 041 307 (2011).
- [21] Yu.A. Nefyodov, A.V. Shchepetilnikov, I.V. Kukushkin, W. Dietsche, S. Schmult. *Phys. Rev. B*, **84**, 233 302 (2011).
- [22] M. Califano, T. Chakraborty, P. Pietiläinen, C.-M. Hu. *Phys. Rev. B*, **73**, 113 315 (2006).
- [23] A. Shekhter, M. Khodas, A.M. Finkel'stein. *Phys. Rev. B*, **71**, 165 329 (2005).
- [24] S.S. Krishtopenko. *Semicond. Sci. Technol.*, **29**, 085005 (2014).
- [25] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *Phys. Rev. B*, **87**, 155 113 (2013).
- [26] S.S. Krishtopenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, 105 601 (2013).
- [27] S.S. Krishtopenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, 365 602 (2013).
- [28] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **24**, 252 201 (2012).
- [29] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *Sol. St. Phenomena*, **190**, 554 (2012).
- [30] С.С. Криштопенко, К.П. Калинин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев, М. Goiran. *ФТП*, **46**, 1186 (2012) [*Semiconductors*, **46**, 1163 (2012)].
- [31] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 385 601 (2011).
- [32] С.М. Дикман, В.М. Жилин, Д.В. Кулаковский. ЖЭТФ, **128**, 1025 (2005) [*JETP*, **101**, 892 (2005)].
- [33] S.M. Dickmann, I.V. Kukushkin. *Phys. Rev. B*, **71**, 241 310 (2005).
- [34] S.M. Dickmann, T. Ziman. *Phys. Rev. B*, **85**, 045 318 (2012).
- [35] C. Kallin, B.I. Halperin. *Phys. Rev. B*, **30**, 5655 (1984).
- [36] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, Y.B. Lyanda-Geller. *Phys. Rev. B*, **53**, 3912 (1996).
- [37] D. Richards, B. Jusserand, G. Allan, C. Priester, B. Etienne. *Sol. St. Electron.*, **40**, 127 (1996).
- [38] W.J.H. Leyland, R.T. Harley, M. Henini, A.J. Shields, I. Farrer, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **76**, 195 305 (2007).
- [39] S. Faniel, T. Matsuura, S. Mineshige, Y. Sekine, T. Koga. *Phys. Rev. B*, **83**, 115 309 (2011).
- [40] P.S. Eldridge, J. Hübner, S. Oertel, R.T. Harley, M. Henini, M. Oestreich. *Phys. Rev. B*, **83**, 041 301 (2011).
- [41] D. Antoniou, A.H. MacDonald. *Phys. Rev. B*, **43**, 11 686 (1991).
- [42] M. Duckheim, D. Loss. *Nature Phys.*, **2**, 195 (2006).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of electron–electron interaction in spin resonance in 2D systems with Dresselhaus spin–orbit interaction

S.S. Krishtopenko

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
60950 Nizhny Novgorod, Russia
Lobachevsky State University,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract We report an electron–electron interaction effect on the spin resonance frequency in 2D electron system with Dresselhaus spin–orbit interaction. The oscillating behaviour of the many-body corrections in magnetic field is demonstrated. We show that many-body-interaction can lead to both enhancement and reduction of spin resonance energy, depending on the sign of electron g -factor. We demonstrate that the cubic term in Hamiltonian of Dresselhaus spin–orbit interaction partially reduces the magnetude of the exchange corrections to the energy of electron spin resonance in 2D systems.