

Исследование спин-орбитального взаимодействия в гетеропереходах $\text{ZnO}/\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ посредством спектроскопии спинового резонанса

А. Р. Хисамеева¹⁾, А. В. Щепетильников, А. А. Дремин, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 13 марта 2023 г.

После переработки 23 марта 2023 г.

Принята к публикации 23 марта 2023 г.

Было проведено подробное исследование спин-орбитального взаимодействия в серии содержащих двумерную электронную систему гетеропереходов $\text{ZnO}/\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ со структурой вюрцита. Константы спин-орбитального взаимодействия определялись из анализа обусловленной спин-орбитальным взаимодействием модификации одночастичного g -фактора в режиме квантового эффекта Холла. Величина g -фактора при этом с высокой точностью измерялась посредством методики электронного спинового резонанса в широких диапазонах магнитных полей и частот электромагнитного излучения. Константы спин-орбитального взаимодействия были определены для серии образцов с различной концентрацией Mg, что позволило получить зависимость константы спин-орбитального взаимодействия от двумерной плотности электронов n . Измеренная величина константы лежала в диапазоне $0.5 - 0.8 \text{ meV} \times \text{\AA}$ и достаточно слабо зависела от n . Аппроксимация экспериментальных данных позволила определить коэффициенты $\alpha_0 = 0.5 \text{ мЭВ} \times \text{\AA}$ и $\gamma = 0.12 \text{ эВ} \times \text{\AA}^3$, задающие линейный и кубический по волновому вектору вклады в спин-орбитальное взаимодействие, соответственно. Эти значения были соотнесены с результатами, полученными другими научными группами.

DOI: 10.31857/S1234567823090082, EDN: bpmosq

Взаимодействие между спиновой степенью свободы и орбитальным движением электрона играет ключевую роль в современной спиновой физике конденсированного состояния. Действительно, оно лежит в основе целого ряда нетривиальных фундаментальных явлений, таких как спиновый и аномальный [1, 2] эффекты Холла, топологические изоляторы [3], фермионы Майорана [4]. С прикладной точки зрения, взаимодействие такого типа определяет релаксацию неравновесной спиновой поляризации [5] и может быть использовано для управления спиновыми состояниями носителя заряда [6]. Таким образом, изучение спин-орбитального взаимодействия в различных материальных системах является крайне важной научной задачей, на решение которой направлено большое количество как теоретических, так и экспериментальных исследований.

В рамках настоящей работы было проведено подробное исследование спин-орбитального взаимодействия в различных гетеропереходах $\text{ZnO}/\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$, содержащих двумерную электронную систему. Подчеркнем, что такие структуры имеют целый ряд уникальных характеристик. С прикладной точки зрения, предсказанное в работе [7] слабое спин-орбитальное взаимодействие, а также

малая природная концентрация атомов Zn, O и Mg с ненулевым ядерным спином [8] должны приводить к длинному времени спиновой когерентности в подобных структурах [9], что крайне важно в устройствах квантового спинового транспорта [6]. Кроме того, гетеропереходы ZnO/MgZnO также представляют интерес в таких направлениях как транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) [10, 11] и в оптоэлектронных устройствах [12, 13]. С другой стороны, рассматриваемая двумерная система характеризуется большой величиной эффективной массы двумерных электронов ($m = 0.33m_0$) [14, 15], что приводит к доминированию характерной энергии Кулоновского взаимодействия по отношению к энергии Ферми. Это открывает возможность для исследования новых фундаментальных физических явлений, обусловленных сильным электрон-электронным взаимодействием [16–22], в том числе и в области физики спина.

Полупроводник ZnO в исследованных гетеропереходах имел структуру вюрцита, которая характеризуется отсутствием центра инверсии даже в объемном материале. Наличие оси симметрии высокого порядка, совпадающее с осью роста гетероструктуры, задает гамильтониан спин-орбитального взаимодействия в виде:

$$H_{SO} = \alpha(\sigma \times \mathbf{k})\mathbf{n}. \quad (1)$$

¹⁾e-mail: akhismeeva@issp.ac.ru

Здесь σ обозначает матрицы Паули, а $\mathbf{k}$ и $\mathbf{n}$ представляют собой электронный волновой вектор и единичный вектор, направленный вдоль направления гексагональной оси, соответственно. Коэффициент α является четной функцией волнового вектора и в первом приближении является константой. Величина α и ее зависимость от волнового вектора были получены теоретически в работах [7, 23–25]. Экспериментально значения α в ZnO/MgZnO гетеропереходах были определены по биениям осцилляций Шубникова–де Гааза в малых магнитных полях в работе [26] для разных концентраций Mg и, как следствие, электронных плотностей в системе. Отметим, что такая методика, как правило, дает завышенные значения констант α [27]. Такая особенность методики может быть связана со значительным влиянием неоднородности в электронной системе, что продемонстрировано на примере InAs-квантовых ям в работе [28]. Отметим, что даже самые чистые двумерные электронные системы, выращенные на основе GaAs, характеризуются пространственной неоднородностью плотности электронов в несколько процентов [29]. С другой стороны, сильное электрон-электронное взаимодействие оказывает существенное влияние на транспортные свойства подобных структур в области малых магнитных полей [30, 31]. Например, оно приводит к перенормировке зонных параметров и, как следствие, к значительному уменьшению энергии Ферми в таких структурах [16]. При этом, биения осцилляций Шубникова–де Гааза, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием, должны, вероятно, стать существенно более выраженными. В работе [32] величина α извлекалась из анализа одночастичного спинового расщепления, измеренного методикой электронного спинового резонанса в области магнитных полей до 1.5 Тл. При этом исследование проводилось на единственной гетероструктуре с фиксированной электронной концентрацией. Отметим, что полученное значение оказалось в несколько раз меньше, чем полученное при исследовании биений осцилляций Шубникова–де Гааза. Анализ эффекта слабой антилокализации позволил получить параметр α для трехмерной легированной Al пленки ZnO с очень высокой электронной плотностью [33]. Таким образом, несмотря на такие многообещающие свойства и повышенный интерес к ZnO/Mg_xZn_{1-x}O гетероструктурам, систематическое исследование спин-орбитального взаимодействия в подобных системах до сих пор не было проведено, а значения получающихся на эксперименте констант спин-орбитального взаимодействия в различных работах [26, 32, 33] раз-

личаются почти на порядок. Это обстоятельство подчеркивает принципиальную важность исследований, представленных в настоящей работе.

Исследования проводились на гетероструктурах ZnO/MgZnO, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Высококачественная двумерная система (ДЭС) в таких структурах формируется из-за скачка в спонтанной поляризации ΔP на границе раздела между ZnO и Mg_xZn_{1-x}O, который приводит к наклону энергетических зон [34–36]. Величина скачка спонтанной поляризации ΔP и, следовательно, концентрации электронов n в ДЭС, зависит от доли магния x в структуре Mg_xZn_{1-x}O [37]. При этом плотность электронов в двумерном канале варьировалась в широком диапазоне от $1.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $10.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а типичные низкотемпературные подвижности μ были порядка $10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. На образцах методом стандартной фотолитографии формировался диск Корбино. Контакт к двумерной электронной системе создавался посредством термического напыления слоев золота Au и титана Ti. Держатель с образцом помещался в полутораградусную камеру криостата, что позволяло проводить измерения при температуре $T = 1.5 \text{ К}$. Эксперименты проводились в магнитном поле до 10 Тл, ориентированном перпендикулярно плоскости двумерной электронной системы.

В качестве основного экспериментального подхода был выбран метод детектирования электронного спинового резонанса по сопротивлению двумерной электронной системы [38], который для систем с малым количеством спинов имеет огромное преимущество в чувствительности в сравнении с обычными методами исследования. Дело в том, что транспортные свойства двумерного канала крайне чувствительны к поглощению электромагнитного излучения в режиме квантового эффекта Холла. При этом спиновый резонанс проявляет себя как пик в сопротивлении образца. Более подробно об экспериментальной технике можно прочесть в наших предыдущих работах [39, 40]. Отметим здесь основные моменты. Для улучшения соотношения сигнал/шум вместо прямого измерения контактанса в геометрии Корбино использовалась стандартная техника двойного синхронного детектирования. По образцу пропускался переменный ток $I = 0.1 \text{ мкА}$ с частотой модуляции 1.5 кГц, первый синхронный детектор измерял сигнал, обратно пропорциональный контактансу $1/\sigma_{xx}$ образца, а второй был настроен на частоту амплитудной модуляции микроволнового излучения $f_{\text{mod}} \sim 30 \text{ Гц}$ и измерял изменение величины $1/\sigma_{xx}$. Микроволновое излучение $F = 15\text{--}140 \text{ ГГц}$

передавалось к образцу через сверхразмерный волновод. Источником излучения выступал генератор КУ-диапазона и сопряженные с ним блоки умножения частоты с выходной мощностью в диапазоне 1–4 мВт. В ходе измерений фиксировалась частота падающего микроволнового излучения F , падающего на образец, и с разворотом магнитного поля B спиновый резонанс наблюдался как пик в изменении σ_{xx} . Магнитное поле при проведении спектроскопии спинового резонанса достигало 5 Тл. На вставке к рис. 1 изображена схема измерения кондактанса диска Корбино.

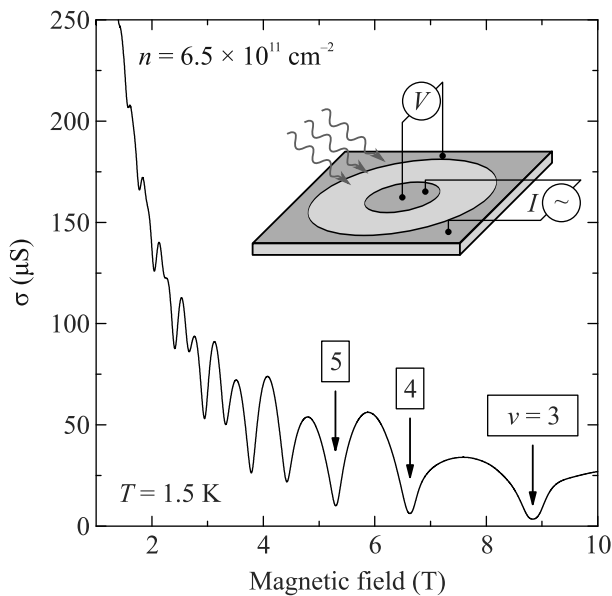


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость проводимости диска Корбино σ от магнитного поля B для гетероструктуры ZnO/MgZnO с плотностью двумерных электронов $n = 6.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 160 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$, полученная при температуре $T = 1.5 \text{ К}$. Отмечены несколько первых факторов заполнения ν . На вставке к рисунку изображена экспериментальная схема измерения кондактанса образца, изготовленного в виде диска Корбино.

Типичная зависимость магнитопроводимости σ_{xx} диска Корбино показана на рис. 1 для образца с плотностью двумерных электронов $n = 6.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 160 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$, полученная при температуре $T = 1.5 \text{ К}$. На графике рис. 1 наблюдаются хорошо различимые осцилляции Шубникова–де Гааза, а также отмечены несколько факторов заполнения ν . Отметим, что биения осцилляций Шубникова–де Гааза в рамках наших экспериментов не наблюдались. Вероятно, это связано с существенно более высокой температурой в сравнении с работой [26].

Методика определения константы спин-орбитального взаимодействия по модификации одночастичного спинового расщепления в режиме квантового эффекта Холла основывается на том, что в случае квантующих магнитных полей, спин-орбитальное взаимодействие перемешивает уровни Ландау с разными номерами и проекциями спина. При этом происходит модификация g -фактора электрона. В присутствии спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы $\hat{H}_{\text{SO}} = \alpha(\hat{\sigma}_x k_y - \hat{\sigma}_y k_x)$ поправка к фактору Ландау может быть вычислена во втором порядке теории возмущений, и непосредственно в нечетном факторе заполнения $\nu = 2N + 1$ дается следующим образом:

$$g^* - g_0^* = \frac{4\alpha^2 m_0^2 \nu^2}{\pi \hbar^4 n (2m_0/m^* - g_0^*)} \sim \alpha^2 \nu^2. \quad (2)$$

Таким образом, поправка к g -фактору линейно зависит от квадрата фактора заполнения, а из наклона зависимости можно извлечь α . На эксперименте эффективный g^* -фактор электрона извлекается с очень высокой точностью из положения спинового резонанса по магнитному полю B при фиксированной частоте микроволнового излучения F как $g = hF/\mu_B B$, где h – постоянная Планка, а μ_B – магнетон Бора. На вставке к рис. 2 продемонстрирована типичная линия спинового резонанса вблизи фактора заполнения $\nu = 7$ при частоте микроволнового излучения $F = 103 \text{ ГГц}$ для гетероструктуры ZnO/MgZnO с плотностью двумерных электронов $n = 6.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 160 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$, полученная при температуре $T = 1.5 \text{ К}$.

На рисунке 2 показаны экспериментальные зависимости g -фактора от величины ν^2 для всех образцов. При этом символы обозначают экспериментальные данные, а сплошная линия представляет собой линейную аппроксимацию. Вблизи каждого набора точек указана электронная плотность n . Подчеркнем, что аппроксимации осуществлялись с использованием единственного подгоночного параметра – константы спин-орбитального взаимодействия α для соответствующей n – и при этом хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными. Определенные таким образом значения константы спин-орбитального взаимодействия лежат в диапазоне от 0.5 до 0.8 мэВ · Å и демонстрируют относительно слабую зависимость от электронной плотности и концентрации Mg в барьерных слоях, представленную на рис. 3а.

Эта зависимость может быть объяснена при учете зависимости величины α от волнового вектора. При этом в полном гамильтониане спин-орбитально-

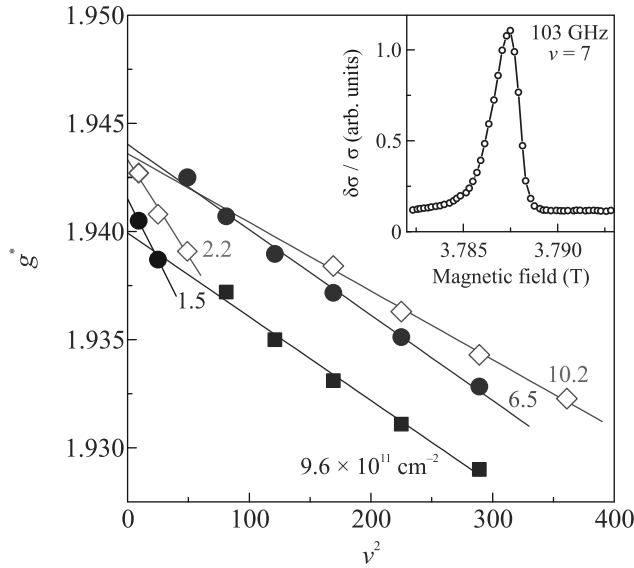


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость электронного g^* -фактора от величины ν^2 для всех исследуемых структур, с указанием соответствующих значений плотности двумерных электронов. Вставка: типичная линия спинового резонанса вблизи фактора заполнения $\nu = 7$ при частоте микроволнового излучения $F = 103$ ГГц для гетероструктуры ZnO/MgZnO с плотностью двумерных электронов $n = 6.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 160 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Температура эксперимента $T = 1.5 \text{ K}$

го взаимодействия возникают кубические по волновому вектору слагаемые, имеющие вид [24]:

$$H_{\text{DSO}} = \gamma(bk_z^2 - k_{\parallel}^2)(\hat{\sigma}_x k_y - \hat{\sigma}_y k_x), \quad (3)$$

где γ представляет собой константу взаимодействия Дрессельхауза, и параметр b равен величине 3.85 для вюрцитных материалов. В ведущем порядке по γ , учет такого взаимодействия приводит к следующей модификации эффективной константы спин-орбитального взаимодействия:

$$\alpha - \alpha_0 = \gamma \left(b \langle \hat{k}_z^2 \rangle - 2\pi n \right). \quad (4)$$

Здесь коэффициенты α_0 и γ , фактически, задают линейный и кубический по волновому вектору вклады в спин-орбитальное взаимодействие, соответственно. При изучаемых в настоящей работе концентрациях был заполнен только нижний уровень поперечного квантования, по волновой функции которого и вычислялось среднее значение $\langle \hat{k}_z^2 \rangle$.

Волновая функция поперечного квантования вычислялась в приближении Хартри путем численного решения уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \Psi''(z) + [U_0 \theta(-z) - e\Phi(z)] \Psi(z) = E \Psi(z), \quad (5)$$

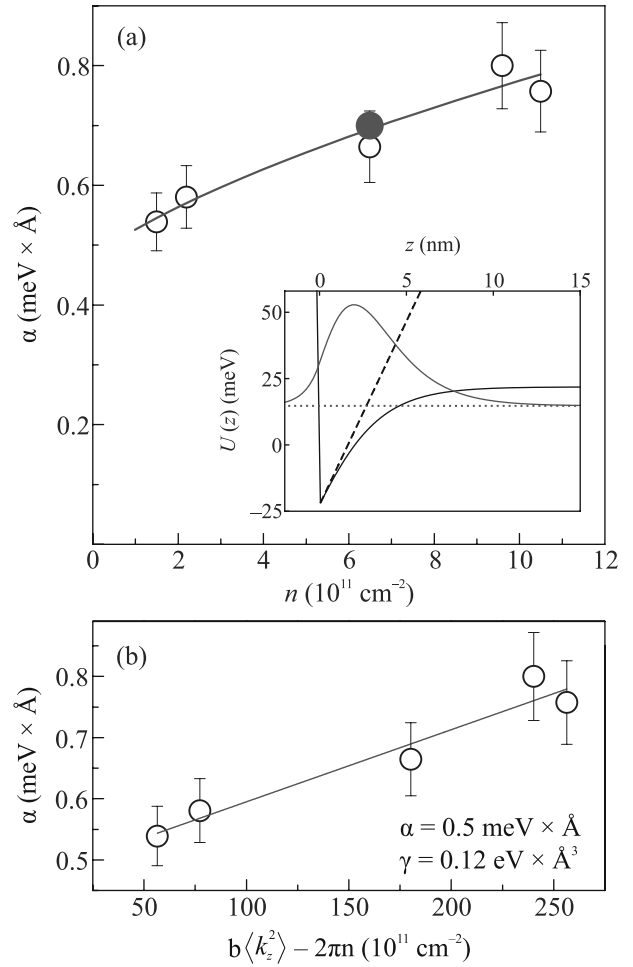


Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментально полученные значения коэффициента Рашбы α . (a) – Зависимость α от двумерной плотности электронов. Синие пустые круги – экспериментальные данные, полученные в рамках настоящей работы. Красный заполненный круг – значение, полученное в работе [32]. Сплошной линией показана теоретическая подгонка α согласно формуле (4). Вставка: красная и красная пунктирная линии – квадрат волновой функции и энергия нижайшего уровня размерного квантования, соответственно. Черная и черная штриховая линии – профиль потенциальной ямы с учетом и без учета самосогласования. Данные приведены для гетероструктуры ZnO/MgZnO с плотностью двумерных электронов $n = 6.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (b) – Зависимость α от параметра $(b \langle \hat{k}_z^2 \rangle - 2\pi n)$. Сплошной линией показана линейная аппроксимация зависимости согласно формуле (4). Из наклона прямой и ее пересечения с осью ординат определены константы α_0 и γ , указанные на рисунке

где потенциальный скачок U_0 связан с зависимостью скачка зоны проводимости от концентрации Mg, а электростатический потенциал самосогласо-

ванным образом определяется из решения уравнения Пуассона:

$$-\Phi''(z) = \frac{4\pi en}{\varepsilon} (\delta(z) - |\Psi(z)|^2). \quad (6)$$

Первый член в правой части уравнения описывает заряды, возникающие на гетеропереходе за счет скачка поляризации с последующей зарядовой компенсацией [37], и такой его вид связан с электронейтральностью перехода. Величина диэлектрической проницаемости составляла $\varepsilon \approx 8.5$. Результат самосогласованного вычисления для концентрации $n = 6.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ изображен на вставке к рис. 3а.

Отметим, что из размерных соображений соотношение между двумя вкладками в (4) может быть оценено как:

$$\frac{b \langle \hat{k}_z^2 \rangle}{2\pi n} \simeq b c r_s^{2/3} \quad (7)$$

где безразмерная константа c определяется конкретным видом профиля волновой функции, а параметр Вигнера–Зейца дается формулой $r_s = \hbar^2 \varepsilon / m^* e^2 \sqrt{\pi n}$. В интересующих нас диапазоне параметров, эта константа слабо зависела от концентрации и лежала в диапазоне от 5 до 6, а значения r_s оказывались достаточно большими. Как следствие, при столь низких концентрациях, основной вклад в поправку эффективной константы спин-орбитального взаимодействия (4) определяется именно первым членом.

Используя результаты самосогласованного расчета формы квантовой ямы, можно построить зависимость константы спин-орбитального взаимодействия от параметра $b \langle \hat{k}_z^2 \rangle - 2\pi n$. Построенные таким образом экспериментальные данные продемонстрированы на рис. 3б. Хорошо видно, что получившаяся зависимость неплохо ложится на прямую. При этом по наклону линии можно вычислить коэффициент $\gamma \approx 0.12 \pm 0.04 \text{ эВ} \times \text{\AA}^3$, а по пересечению прямой с осью ординат можно извлечь значение $\alpha_0 \approx 0.5 \pm 0.05 \text{ мэВ} \times \text{\AA}$.

Сравним полученные экспериментально значения с результатами других научных групп. На рисунке 3а показана зависимость α от двумерной плотности электронов. Синие пустые круги представляют собой экспериментальные данные, измеренные в рамках настоящей работы, а красная линия – аппроксимация согласно формуле (4). Величина α , полученная в работе [32] по зависимости одночастичного спинового расщепления от магнитного поля в области малых полей, обозначена красным заполненным кругом. Эта точка хорошо согласуется с нашими экспериментальными результатами. Рассмотрим теперь работу [33]. В ней величина $\alpha = 4.4 \text{ мэВ} \times \text{\AA}$

была получена из анализа эффекта слабой антилокализации для трехмерной легированной пленки ZnO . На первый взгляд, это значение не сходится с полученными нами результатами, так как превосходит их практически на порядок. Однако, если, используя параметры $\gamma \approx 0.12 \text{ эВ} \times \text{\AA}^3$ и $\alpha_0 \approx 0.5 \text{ мэВ} \times \text{\AA}$, рассчитать константу спин-орбитального взаимодействия для такой структуры с учетом трехмерной концентрации электронов в слое ZnO $n = 1.8 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, получившееся значение α будет равно $4.2 \text{ мэВ} \times \text{\AA}$, что хорошо согласуется с приведенной выше величиной в $4.4 \text{ мэВ} \times \text{\AA}$. Отметим, что гораздо худшее согласие наблюдается при сравнении наших данных с результатами [26] анализа биений осцилляций Шубникова–Гааза в малых магнитных полях. Хотя величины α_0 хорошо согласуется ($0.5 \text{ мэВ} \times \text{\AA}$ в [26]), величина γ , полученная нами оказывается сильно меньшей значения $\gamma \approx 0.62 \text{ эВ} \times \text{\AA}^3$, приведенного в указанной выше работе. Вероятно, указанная расходимость является проявлением сильного электрон-электронного взаимодействия [30, 31] свойственного двумерным электронным системам на базе ZnO .

В заключение, было проведено подробное исследование спин-орбитального взаимодействия в двумерной электронной системе на основе высококачественных гетеропереходов $\text{ZnO}/\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ посредством методики электронного спинового резонанса. По модификации величины одночастичного g -фактора, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием в режиме квантового Холла, были установлены константы спин-орбитального взаимодействия α для серии образцов с различной концентрацией Mg и, как следствие, двумерной электронной плотностью. Экспериментальные данные продемонстрировали, что величина константы спин-орбитального взаимодействия лежит в диапазоне $0.5\text{--}0.8 \text{ мэВ} \times \text{\AA}$. Аппроксимация полученных результатов позволила определить коэффициенты $\alpha_0 = 0.5 \text{ мэВ} \times \text{\AA}$ и $\gamma = 0.12 \text{ эВ} \times \text{\AA}^3$, задающие линейный и кубический по волновому вектору вклады в спин-орбитальное взаимодействие, соответственно.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 20-72-10097).

Авторы благодарны Дж. Фалсон (J. Falson) за предоставленные для исследования гетероструктуры.

1. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).
2. J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).

3. M. Z. Hasan, and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
4. S. Nadj-Perge, I. K. Drozdov, J. Li, H. Chen, S. Jeon, J. Seo, A. H. MacDonald, B. A. Bernevig, and A. Yazdani, *Science* **346**, 602 (2014).
5. М. И. Дзяконов, В. И. Перель, *ФТТ* **13**(12), 3581 (1971).
6. S. Datta and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
7. L. C. Lew, Y. Voon, M. Willatzen, M. Cardona, and N. E. Christensen, *Phys. Rev. B* **53**, 10703 (1996).
8. J. R. de Laeter, J. K. Böhlke, P. De Bièvre, H. Hidaka, H. S. Peiser, K. J. R. Rosman, and P. D. P. Taylor, *Pure Appl. Chem.* **75**, 683 (2003).
9. M. Fanciulli (editor), *Electron Spin Resonance and Related Phenomena in Low Dimensional Structures*, Springer, Berlin (2009).
10. U. K. Mishra, P. Parikh, and W. Yi-Feng, *Proc. IEEE* **90**, 1022 (2002).
11. K. Koike, K. Hama, I. Nakashima, G. Takada, M. Ozaki, K. Ogata, S. Sasa, M. Inoue, and M. Yano, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** L1372 (2004).
12. K. Ellmer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 3097 (2001).
13. D. C. Look, *Semicond. Sci. Technol.* **20**, S55 (2005).
14. V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, V. V. Solovyev, J. Falson, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, and J. H. Smet, *Phys. Rev. B* **91**, 085304 (2015).
15. A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, A. A. Dremin, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **107**, 770 (2018).
16. V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **96**, 115131 (2017).
17. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **98**, 121412(R) (2018).
18. А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **110**(4), 268 (2019).
19. Б. Д. Кайсин, А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **112**(1), 62?67 (2020).
20. А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **113**(2), 112 (2021).
21. A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, and Y. A. Nefyodov, *JETP Lett.* **113**, 657 (2021).
22. J. Falson, I. Sodemann, B. Skinner, D. Tabrea, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Nat. Mater.* **21**, 311 (2022).
23. W. T. Wang, C. Wu, S. Tsay, M. Gau, I. Lo, H. Kao, D. Jang, and J.-C. Chiang, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 082110 (2007).
24. J. Fu and M. Wu, *J. Appl. Phys.* **104**, 093712 (2008).
25. J. Fu, P. H. Penteado, D. R. Candido, G. J. Ferreira, D. P. Pires, E. Bernardes, and J. C. Egues, *Phys. Rev. B* **101**, 134416 (2020).
26. D. Maryenko, M. Kawamura, A. Ernst, V. K. Dugaev, E. Ya. Sherman, M. Kriener, M. S. Bahramy, Y. Kozuka, and M. Kawasaki, *Nat. Commun.* **12**(1), 3180 (2021).
27. T. Schaeppers, N. Thillozen, S. Cabanas, N. Kaluza, V. A. Guzenko, and H. Hardtdegen, *Phys. Status Solidi (c)* **3**, 4247 (2006).
28. S. Brosig, K. Ensslin, R. J. Warburton, C. Nguyen, B. Brar, M. Thomas, and H. Kroemer, *Phys. Rev. B* **60**, R13989(R) (1999).
29. Y. J. Chung, K. W. Baldwin, K. W. West, N. Haug, J. van de Wetering, M. Shayegan, and L. N. Pfeiffer, *Nano Lett.* **19**, 1908 (2019).
30. G.-H. Chen and M. E. Raikh, *Phys. Rev. B* **60**, 4826 (1999).
31. A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, A. A. Dremin, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **115**, 548 (2022).
32. Y. Kozuka, S. Teraoka, J. Falson, A. Oiwa, A. Tsukazaki, S. Tarucha, and M. Kawasaki, *Phys. Rev. B* **87**, 205411 (2013).
33. T. Andrearczyk, J. Jaroszyński, G. Grabecki, T. Dietl, T. Fukumura, and M. Kawasaki, *Phys. Rev. B* **72**, 121309(R) (2005).
34. J. Betancourt, J. J. Saavedra-Arias, J. D. Burton, Y. Ishikawa, E. Y. Tsymlal, and J. P. Velez, *Phys. Rev. B* **88**, 085418 (2013).
35. V. V. Solovyev, A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin, J. Falson, D. Zhang, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, J. H. Smet, and M. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 082102 (2015).
36. J. Falson and M. Kawasaki, *Rep. Prog. Phys.* **81**, 056501 (2018).
37. Y. Kozuka, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, *Appl. Phys. Rev.* **1**, 011303 (2014).
38. D. Stein, K. von Klitzing, and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 130 (1983).
39. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, Y. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *JETP Lett.* **108**, 481 (2018).
40. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, V. V. Solovyev, Y. A. Nefyodov, A. Großer, T. Mikolajick, S. Schmult, and I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 052102 (2018).