

Термодинамика изинговых квантово-холловских ферромагнетиков при $\nu = 2$

А. Б. Ваньков^{+*1)}, Б. Д. Кайсин⁺, И. В. Кукушкин^{+*}

⁺ Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*} Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 октября 2017 г.

После переработки 24 ноября 2017 г.

В сильно взаимодействующих двумерных электронных системах в гетероструктурах MgZnO/ZnO изучено термодинамическое поведение изинговых квантово-холловских ферромагнетиков при факторе заполнения $\nu = 2$. Спиновая поляризация холловских ферромагнетиков детектировалась по сигналу неупругого рассеяния света на внутриволновом спиновом экситоне. Наблюдался скачок спиновой поляризации при фазовом переходе на факторах заполнения $\nu = 2, 3, 4$ для гетероструктур с различной электронной плотностью. Была исследована термодинамическая устойчивость фаз холловских ферромагнетиков при $\nu = 2$ и оценена температура Кюри. Показано, что температура Кюри определяется энергией образования доменных стенок изинговых квантово-холловских ферромагнетиков.

DOI: 10.7868/S0370274X18020078

Структура основного состояния двумерной электронной системы (ДЭС) определяется соотношением ее ключевых энергетических параметров. Так, в привычном понимании целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) [1] как одночастичного явления, энергетические щели определяются одночастичными параметрами электронной системы – циклотронной энергией и зеемановским расщеплением. В системах с сильным взаимодействием на положение уровней Ландау (УЛ) влияют обменные энергетические вклады масштаба $e^2/\epsilon\ell_B$, где ℓ_B – магнитная длина. При доминировании характерной обменной энергии над кинетической, спиновое упорядочение основного состояния может самопроизвольно переключиться в более выгодную ферромагнитную конфигурацию. В пределе нулевого магнитного поля такой фазовый переход называется стонеровской неустойчивостью [2], реализация которой в реальных двумерных системах затруднена влиянием беспорядка. Квантующее магнитное поле способствует упорядочению электронных спинов за счет орбитального квантования и упрощает возникновение перехода парамагнетик–ферромагнетик относительно случая без магнитного поля. При целочисленных факторах заполнения спонтанное переключение между спиновыми конфигурациями сопряжено с пересечением спиновых подуровней двух уровней Ландау с различными индексами. При этом энергетически экви-

валентными оказываются основные состояния ДЭС с противоположными ориентациями спина верхнего заполненного подуровня. Преобразования системы могут описываться в терминах модели Изинга с “легкой осью”, а сами конкурирующие состояния называются изинговыми квантово-холловскими ферромагнетиками (КХФ).

Для многочисленных полупроводниковых гетероструктур – GaInAs, AlAs, (Cd,Mn)Te, InSb, Si/SiGe и других – фазовые переходы между изинговыми КХФ наблюдались в наклонных магнитных полях, при независимой регулировке зеемановского расщепления уровней Ландау относительно циклотронной энергии. По аномалиям магнитосопротивления было установлено формирование доменной структуры изинговых КХФ в точке перехода, наблюдался эффект магнитного гистерезиса, изучалась термодинамика доменов [3–7]. При этом для большинства перечисленных ДЭС эффект основан на одночастичных свойствах энергетического спектра и реализован лишь вследствие большого наклона магнитного поля.

Физика изинговых холловских ферромагнетиков становится многочастичной в сильно взаимодействующих электронных системах. Так в гетероструктурах нового типа на основе MgZnO/ZnO [8], с высокоподвижными ДЭС и сравнительно большими значениями параметра взаимодействия (радиус Вигнера–Зейтса $r_s \sim 10$), происходит существенная Фермижидкостная перенормировка спинового и орбиталь-

¹⁾e-mail: tiesb@yandex.ru

ного расщеплений уровней Ландау [9, 10]. Это отражается на условиях образования изинговых КХФ. Так при концентрациях электронов $n_s \lesssim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в структурах ZnO было установлено формирование ферромагнетика при факторе заполнения $\nu = 2$ уже при нормальной ориентации магнитного поля как магнитотранспортными, так и магнитооптическими методами [11, 12]. Следует подчеркнуть, что в этих условиях переход парамагнетик–ферромагнетик в режиме КЭХ определяется многочастичными эффектами, а не геометрией эксперимента. При этом ситуация принципиально не меняется в некотором диапазоне электронных концентраций, где требуется плавная подстройка условий перехода углом наклона магнитного поля. Так, фазовая диаграмма в координатах электронная концентрация – угол наклона магнитного поля для перехода при $\nu = 2$ была построена в работе [12]. Настоящая работа посвящена исследованию термодинамической устойчивости изинговых холловских ферромагнетиков вблизи фактора заполнения $\nu = 2$. Оценена температура Кюри и показано, что она согласуется с термодинамической моделью образования доменов.

Экспериментальные исследования проводили на двух гетероструктурах MgZnO/ZnO, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Двумерная электронная система сформирована вблизи одиночного гетероперехода. Параметры ДЭС в различных образцах составляли: S427 ($n_s = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 427000 \text{ см}^2/\text{Вс}$), S448 ($n_s = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 250000 \text{ см}^2/\text{Вс}$). Оптические измерения проводились при низких температурах в диапазоне 0.3–4.2 К в криостате испарения ^3He . Образцы были установлены на вращательной подвижке для плавного изменения их ориентации по отношению к магнитному полю. Угол наклона контролировался с точностью порядка 0.5° . Приложенное магнитное поле регулировалось в диапазоне от 0 до 15 Тл. Оптический доступ к образцам осуществлялся посредством двух кварцевых световодов. Фотовозбуждение осуществлялось перестраиваемым лазерным источником в спектральном диапазоне от 365 до 368 нм вблизи прямых межзонных оптических переходов ZnO. Детально оптическая схема и методика измерений спектров двумерной фотолюминесценции и резонансного неупругого рассеяния света (НРС) в гетероструктурах MgZnO/ZnO рассмотрены в [13, 14].

Методическим инструментом исследования спиновой конфигурации холловских ферромагнетиков здесь служило НРС на внутривозонном спиновом экситоне (СЭ). Данное коллективное возбуждение обладает рядом важных свойств – его энергия хоро-

шо определена зеемановским расщеплением, СЭ является простейшим нейтральным возбуждением и не имеет существенных каналов распада как в несжимаемых состояниях КЭХ, так и между ними. Наконец, его спектральная интенсивность пропорциональна произведению числа занятых состояний на начальном спиновом подуровне и числу свободных состояний на конечном подуровне, т.е. определяется степенью спиновой поляризации. Последнее выполняется в узкой окрестности магнитных полей и при фиксированных условиях фотовозбуждения, и тогда интенсивность линии СЭ может использоваться как мера спиновой поляризации при фазовых переходах (см. также [12, 15]).

На рис. 1 изображены спектры СЭ для образца S427 в окрестности факторов заполнения $\nu = 2$ и

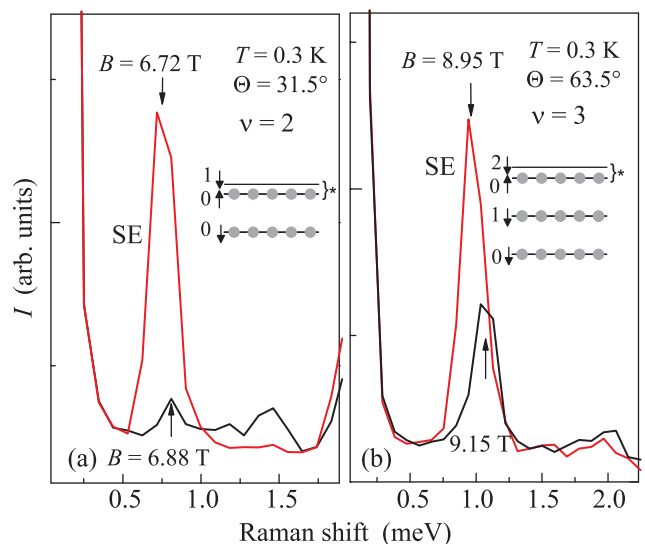


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Спектры НРС на внутривозонном спиновом экситоне (СЭ) при двух значениях магнитного поля – с ферромагнитной ($B = 6.72 \text{ Тл}$) и парамагнитной ($B = 6.88 \text{ Тл}$) сторон от точки фазового перехода при $\nu \sim 2$ (образец S427). Угол наклона магнитного поля относительно нормали образца $\Theta = 31.5^\circ$. На вставке схематически изображена диаграмма заполнения с обозначением конкурирующих по энергии спиновых подуровней Ландау. (б) – Спектры СЭ вблизи аналогичного фазового перехода при $\nu = 3$. $\Theta = 63.5^\circ$. На вставке: диаграмма заполнения уровней вблизи точки перехода с обозначением конкурирующих спиновых подуровней

$\nu = 3$ при наклонных ориентациях магнитного поля, соответствующих энергетическому вырождению двух верхних спиновых подуровней Ландау (изображены на вставках к рис. 1а, б), т.е. вблизи фазового перехода между различными КХФ. Диапазон маг-

нитных полей, в котором происходит фазовый переход, весьма узок и составляет $\lesssim 0.15$ Тл. Показанные на рис. 1 спектры записаны при магнитных полях непосредственно за границами переходного диапазона и отвечают предельным фазовым состояниям с различной спиновой конфигурацией. Из сравнения спектров видно, что интенсивность спинового экситона меняется на порядок для случая $\nu = 2$ ввиду контрастного перехода ДЭС из неполяризованной по спину парамагнитной (PM) конфигурации в ферромагнитную (FM). Для $\nu = 3$ интенсивность изменяется в ~ 2.4 раза в качественном соответствии с одночастичной схемой заполнения уровней, в которой спиновые поляризации двух конфигураций составляют $1/3$ и 1 соответственно (см. рис. 1b). В обоих случаях контрастность несколько снижена относительно модельных значений в связи с температурным зарождением доменов противоположной фазы (будет рассмотрено далее). Также свой вклад вносят флуктуации электронной плотности в гетероструктуре.

Показанные на рис. 1 фазовые превращения холловских состояний $\nu = 2$ и $\nu = 3$ имели место при различных наклонных ориентациях магнитного поля ($\Theta_1 = 31.5^\circ$ и $\Theta_2 = 63.5^\circ$), соответствующих пересечению спиновых подуровней, различающихся по индексу уровней Ландау на $j = 1$ и на $j = 2$ соответственно. При этих же угловых ориентациях экспериментально наблюдались аналогичные перестройки спиновых конфигураций на нескольких последующих четных ($\nu = 4, 6$) и соответственно нечетных ($\nu = 5$) факторах заполнения. Следует отметить, что при этом определяющую роль в пересечении спиновых подуровней играет не наклон магнитного поля, а эффект Ферми-жидкостной перенормировки спиновой восприимчивости ДЭС, которая для данной структуры составляет ~ 3 раза относительно одночастичного значения (для ZnO $m^* = 0.28m_0$, $g^* = 2$). Удивительно, что при этом картина пересечения уровней соответствует слабозаимодействующим квазичастицам. Это следует из того, что фактор геометрического усиления спинового расщепления $1/\cos\Theta$, извлеченный из эксперимента, растет пропорционально индексу пересечения j . Из данных рис. 1 следует, что для образца S427 $\cos\Theta_1/\cos\Theta_2 = 1.91$, т.е. близко к отношению индексов 2:1. Аналогичное линейное поведение геометрического фактора с увеличением индекса пересечения следует из магнитотранспортных данных [11] на похожих образцах ZnO, где при этом перенормировка спиновой восприимчивости составляет ~ 3.3 раза. Такие экспериментальные факты наводят на мысль, что в расщеплении спиновых подуровней перенормированных ква-

зичастиц явный вклад от обменного взаимодействия $\sim \sqrt{B_\perp}$ оказывается мал.

В узкой окрестности перехода $\delta B \sim 0.15$ Тл предельные фазы сосуществуют в виде доменов, оптические признаки которых были подробно рассмотрены в работе [12]. Далее рассматриваются термодинамические свойства изинговых КХФ в окрестности $\nu = 2$ с наиболее контрастным соотношением фазовых признаков.

На рис. 2 показана магнитополевая динамика интенсивности СЭ в широком интервале факторов за-

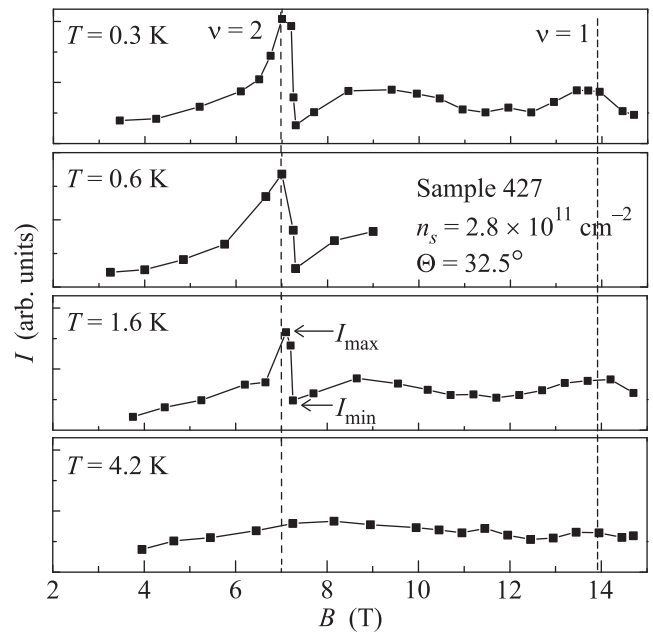


Рис. 2. Магнитополевые зависимости спектральной интенсивности внутрисубзонного спинового экситона, записанные при различных температурах (образец S427). Угол наклона магнитного поля относительно нормали образца $\Theta = 32.5^\circ$. Вертикальные штриховые линии соответствуют положениям $\nu = 2$ и $\nu = 1$. Горизонтальными стрелками отмечены уровни максимума и минимума интенсивности в окрестности ферромагнитного перехода

полнения, и при нескольких температурах гелиевой бани. Индикатором температурного разрушения фаз квантово-холловских ферромагнетиков при $\nu = 2$ является сглаживание контрастного скачка интенсивности спинового экситона вблизи точки ферромагнитного перехода. Фазовый контраст уменьшается с температурой вследствие увеличения площади, занимаемой доменами противоположной фазы. С ростом температуры особенность в поведении интенсивности СЭ при $\nu = 2$ сглаживается на масштабе температур ~ 1.5 – 2 К. При температурах ~ 3 – 4 К спек-

тральная интенсивность СЭ остается по сути константой в широком диапазоне магнитных полей, что свидетельствует о существенном размытии заполнения нижайших спиновых подуровней и об исчезновении спинового порядка.

В обработанном виде температурная динамика скачка интенсивности СЭ вблизи $\nu = 2$ представлена на рис. 3 для двух образцов с различной электронной плотностью. По оси ординат отложено от-

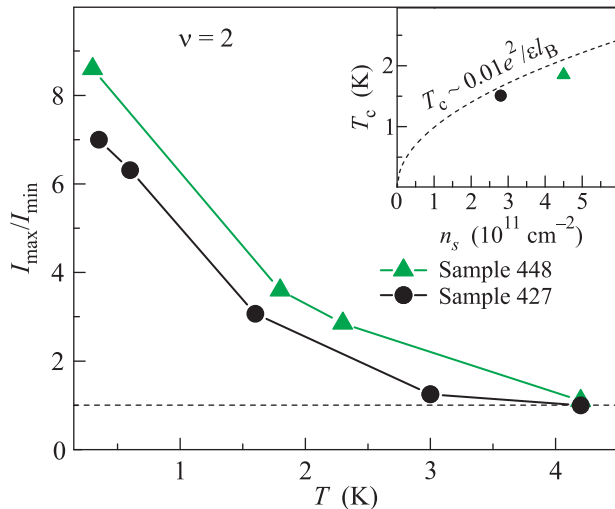


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости контраста изменения интенсивности СЭ при ферромагнитном переходе вблизи $\nu = 2$ для двух образцов с различной концентрацией электронов. Углы наклона магнитного поля соответствуют области неустойчивости для каждого из образцов: $\Theta = 32.5^\circ$ (S427) и $\Theta = 43.7^\circ$ (S448). На вставке: зависимость соответствующей температуры Кюри от концентрации. Для сравнения приведена аналитическая кривая по формуле из работы [16]

ношение интенсивностей СЭ в максимуме и в минимуме: I_{\max}/I_{\min} (обозначены на рис. 2). Данная величина является быстро затухающей функцией температуры. Также на графике видно, что для образца с большей концентрацией зависимость является более плавной. Характерная критическая температура разрушения спинового порядка КХФ может быть оценена как декремент затухания фазового контраста I_{\max}/I_{\min} . Для обоих изученных образцов она представлена на вставке к рис. 3 как функция от электронной концентрации. Масштаб критической температуры T_c составляет 2 К, что многократно ниже характерной энергии Зеемана для актуальных параметров образцов (~ 10 К) и, тем более, обменной энергии холловских ферромагнетиков.

Согласно ранее развитой термодинамической модели изинговых холловских ферромагнетиков [16], вблизи условий энергетического вырождения спиновых подуровней Ландау при конечных температурах могут возникать спин-текстурные возбуждения – домены противоположной фазы. Средний размер образующихся при этом доменов зависит от температуры и степени отклонения магнитного поля от точки вырождения. Энергетическая щель для образования доменов в КХФ определяется энергией доменных стенок. Последняя имеет кулоновскую природу, а ее оценка в приближении Хартри–Фока имеет вид $\delta E \approx 0.01 e^2 / \epsilon l_B$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость полупроводникового материала, а l_B – магнитная длина. В этой термодинамической модели температура Кюри КХФ $T_c \sim \delta E$. Для сравнения с настоящим экспериментом ее значение было добавлено на график на вставке к рис. 3 как функция концентрации ДЭС. Близкое согласие T_c с экспериментальными точками неожиданно ввиду ограниченной применимости расчетов в приближении Хартри–Фока для сильновзаимодействующих систем. Тем не менее, модель температурного зарождения доменов в изинговом КХФ качественно объясняет уменьшение фазового контраста вблизи точки ферромагнитного перехода. Подобный результат был получен в работе [4], где наблюдалось исчезновение и уширение спаиков магнитосопротивления в AlAs-гетероструктурах вблизи температуры Кюри. В обеих методиках при температурах, несколько превышающих T_c , наблюдается слабый сигнал рассеяния на остаточных неоднородностях спиновой плотности двумерной системы.

Созвучная температурная динамика зарождения доменов наблюдается и при небольшом отклонении от условий ферромагнитной неустойчивости, когда отсутствует скачкообразное изменение спиновой конфигурации ДЭС вблизи $\nu = 2$. Так, при углах Θ , меньших области неустойчивости (для S427 это условие $\Theta \lesssim 29^\circ$), состояние КЭХ $\nu = 2$ имеет устойчивую парамагнитную спиновую конфигурацию, и при нулевой температуре спиновой экситон отсутствует в спектре возбуждений. Если отклонение от точки фазового перехода по параметру угла наклона магнитного поля невелико ($\Theta = 28.1^\circ$), то нагрев ДЭС по-прежнему приводит к появлению ферромагнитных доменов, а интенсивность СЭ в спектрах НРС заметно растет (рис. 4). При дальнейшем уменьшении Θ окончательно снимается энергетическое вырождение конкурирующих спиновых подуровней Ландау, а энергетическая щель для рождения ферромагнитных доменов растет. Индикатором этого служит за-

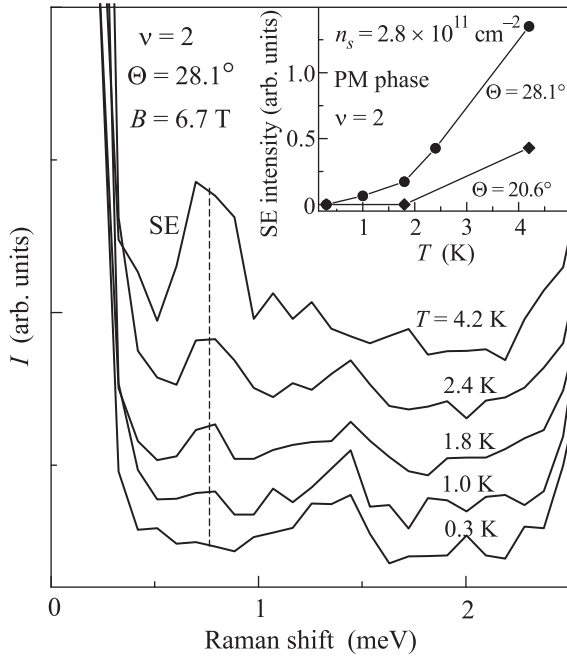


Рис. 4. Спектры НРС на спиновом экситоне в парамагнитной фазе $\nu = 2$ при различных температурах (образец S427 с концентрацией $n_s = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Угол наклона магнитного поля $\Theta = 28.1^\circ$ несколько меньше области ферромагнитной неустойчивости для данного образца. На вставке: температурные зависимости интенсивности СЭ в парамагнитной фазе при двух различных углах Θ

метное подавление температурной динамики спинового экситона в спектрах НРС (см. вставку к рис. 4). Таким образом, при отклонении от точки фазового перехода термодинамическое зарождение доменов противоположной фазы КХФ подавляется.

Итак, в настоящей работе магнитооптическими методами были изучены термодинамические свойства изинговых квантово-холловских ферромагнетиков вблизи ферромагнитного перехода при $\nu = 2$ в гетероструктурах MgZnO/ZnO. По спектрам неупругого рассеяния света на внутриподзонном спиновом экситоне наблюдалось резкое изменение спиновой поляризации ДЭС при небольшой вариации магнитного поля вблизи $\nu = 2$. Было обнаружено, что контраст между парамагнитной и ферромагнитной фазами по разные стороны от точки перехода резко уменьшается при росте температуры ДЭС. Экспериментально оценена температура Кюри изинговых

КХФ для двух значений электронной концентрации. Полученные значения находятся в качественном согласии с результатами термодинамической модели изинговых КХФ, в которой температура Кюри определяется энергией формирования доменных стенок.

Авторы благодарят за поддержку Российский фонд фундаментальных исследований.

1. *The Quantum Hall Effect*, ed. by R. E. Prange and S. M. Girvin, Springer, N.Y. (1990).
2. E. C. Stoner, *Rep. Prog. Phys.* **11**, 43 (1947).
3. E. P. De Poortere, E. Tutuc, S. J. Papadakis, and M. Shayegan, *Science* **290**, 1546 (2000).
4. E. P. De Poortere, E. Tutuc, and M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 216802 (2003).
5. J. Jaroszyński, T. Andrearczyk, G. Karczewski, J. Wróbel, T. Wojtowicz, Dragana Popovi, and T. Dietl, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 266802 (2002).
6. J. C. Chokomakoua, N. Goel, S. J. Chung, S. J. Chung, M. B. Santos, J. L. Hicks, M. B. Johnson, and S. Q. Murphy, *Phys. Rev. B* **69**, 235315 (2004).
7. K. Toyama, T. Nishioka, K. Sawano, Y. Shiraki, and T. Okamoto, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 016805 (2008).
8. J. Falson, Y. Kozuka, J. H. Smet, T. Arima, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 082102 (2015).
9. A. Tsukazaki, A. Ohtomo, M. Kawasaki, S. Akasaka, H. Yuji, K. Tamura, K. Nakahara, T. Tanabe, A. Kamisawa, T. Gokmen, J. Shabani, and M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **78**, 233308 (2008).
10. Y. Kozuka, A. Tsukazaki, D. Maryenko, J. Falson, C. Bell, M. Kim, Y. Hikita, H. Y. Hwang, and M. Kawasaki, *Phys. Rev. B* **85**, 075302 (2012).
11. J. Falson, D. Maryenko, B. Friess, D. Zhang, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, J. H. Smet, and M. Kawasaki, *Nature Physics* **11**, 347 (2015).
12. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, to appear in *Phys. Rev. B* (2017).
13. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, V. E. Kirpichev, V. V. Solov'yev, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **94**, 155204 (2016).
14. Л. В. Кулик, А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **105**(6), 358 (2017).
15. T. D. Rhone, J. Yan, Y. Gallais, A. Pinczuk, L. Pfeiffer, and K. West, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 196805 (2011).
16. T. Jungwirth and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 216801 (2001).