

Электронный спиновый резонанс в условиях ферромагнитного фазового перехода

А. В. Щепетильников^{+,*1)}, А. Р. Хисамеева⁺, Ю. А. Нефедов⁺, И. В. Кукушкин⁺

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

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

Поступила в редакцию 9 апреля 2021 г.

После переработки 20 апреля 2021 г.

Принята к публикации 21 апреля 2021 г.

Явление парамагнитного резонанса двумерных электронов проводимости, заключенных в ZnO/MgZnO гетеропереход, было изучено вблизи фактора заполнения $\nu = 2$ в наклонных магнитных полях. Анализ интенсивности парамагнитного резонанса при различных ν позволил установить, что при определенном угле в окрестности $\nu = 2$ в двумерной электронной системе происходит фазовый переход, сопровождающийся масштабным изменением спиновой поляризации. При этом при ν , больших некоторого ν_c , наблюдался интенсивный парамагнитный резонанс, т.е. система оказывалась в поляризованном по спину состоянии. Если же $\nu < \nu_c$, амплитуда резонанса падала более чем на порядок, при этом спиновая поляризация основного состояния значительно уменьшалась. Непосредственно в области перехода спиновый резонанс значительно уширялся и расщеплялся на несколько независимых пиков. Такое поведение резонанса, по всей видимости, обуславливается расщеплением системы на домены с различной спиновой поляризацией.

DOI: 10.31857/S1234567821100098

Квантовый эффект Холла (КЭХ) представляет собой одно из наиболее ярких явлений в современной физике конденсированного состояния. Несмотря на то, что данный эффект был открыт несколько десятилетий назад [1], он все еще остается объектом активного изучения. Во многом это связано с тем, что квантовый эффект Холла хорошо исследован лишь в достаточно ограниченных условиях. Так, до сих пор нет полного понимания физики данного явления в режиме, когда характерная энергия электрон-электронного взаимодействия превосходит расщепление между уровнями Ландау – циклотронную энергию. Такой режим реализуется, например, в двумерных электронных системах с малым циклотронным расщеплением, малость которого обусловлена большой эффективной массой носителей заряда. В рамках данной работы спиновые свойства одной из таких структур, а именно ZnO/MgZnO гетеропереходов [2, 3], были изучены вблизи четных факторов заполнения в режиме квантового эффекта Холла.

Сильное электронное взаимодействие существенно модифицирует практически все физические свойства двумерной электронной системы, в том числе и

спиновые. Ярким примером таких изменений является переход системы из парамагнитного состояния в ферромагнитное уже в нулевом магнитном поле. Подобный эффект был впервые предложен Стонером [4] и позже подтвержден численными расчетами [5]. По аналогии, в условиях сильного взаимодействия в режиме КЭХ возможен переход основного состояния системы вблизи четных факторов заполнения из немагнитного в полностью поляризованное по спину. При этом возникает особенность в продольном магнитосопротивлении двумерного электронного канала, а также в его магнитооптических свойствах. В рамках данной работы такой переход изучался альтернативной методикой, а именно посредством электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Было показано, что спиновая поляризация при таком переходе претерпевает крупномасштабную модификацию, а система разбивается на домены.

В качестве основной экспериментальной методики был выбран один из наиболее продуктивных подходов по изучению физики спина в различных материальных системах, в том числе и в низкоразмерных полупроводниковых структурах [6–8] – метод электронного парамагнитного резонанса. Парамагнитный резонанс электронов в режиме КЭХ подразумевает переход электрона с нижнего спин-

¹⁾e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru

расщепленного подуровня Ландау на верхний подуровень при поглощении кванта электромагнитного излучения. Возбужденный электрон и оставшаяся на нижнем подуровне дырка образуют связанное состояние – спиновой экситон [9]. Возбуждение описанного типа активно изучалось в ZnO/MgZnO гетеропереходах ранее, в том числе и в режиме квантового эффекта Холла вблизи ферромагнитного перехода около четных факторов заполнения, при помощи комбинационного рассеяния света (КРС) [10–15]. Такой подход имеет ряд существенных отличий в сравнении с методикой ЭПР. Так, КРС подразумевает резонансное неупругое рассеяние света и, таким образом, амплитуда детектируемого сигнала может зависеть от длины волны возбуждающего лазера (см., например, рис. 2 в работе [11]). Более того, в структурах ZnO/MgZnO методом КРС практически невозможно отследить эволюцию ширины и формы резонансной линии, отвечающей спиновому экситону, из-за существенно ограниченной разрешающей способности используемых спектрометров [10]. Методика ЭПР свободна от этого недостатка, что дает возможность с хорошей точностью изучать резонансные линии суб-мТ ширины и, как будет показано ниже, позволяет разрешить в том числе вклад доменной структуры в форму линий ЭПР. Также различаются и волновые вектора k используемого электромагнитного излучения. Так, при КРС типичные значения k составляют $0.1/l_b$, где $l_b = \sqrt{\hbar/eB}$ представляет собой магнитную длину. В методике ЭПР характерные значения kl_b составляют $10^{-4}–10^{-5}$, что позволяет изучать свойства системы на существенно больших масштабах. Таким образом, несмотря на значительный объем исследований спиновых экситонов, выполненных посредством КРС в ZnO/MgZnO гетеропереходах, изучение спиновых свойств таких материальных систем посредством ЭПР представляет собой актуальную и интересную задачу.

Эксперименты проводились на высококачественном ZnO/MgZnO гетеропереходе, выращенном посредством молекулярно-лучевой эпитаксии. Образец имел квадратную форму с омическими контактами к двумерной системе расположенными по краям образца в геометрии ван дер Пау (см. вставку к рис. 1а). Для формирования контактов к двумерному слою использовалось вжигание индия. Низкотемпературные значения двумерной плотности электронов и подвижности составляли $n = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Образец монтировался на подставку таким образом, чтобы нормаль к его поверхности образовывала угол θ с внешним магнитным полем. Измерения проводились в жидком гелии-3,

пары которого откачивались, так что температура образца составляла $T = 0.5 \text{ К}$. Микроволновое излучение подводилось к образцу по сверхразмерному волноводу. В качестве источников излучения выступали блоки умножения частоты, сопряженные с микроволновым генератором.

Детектирование парамагнитного резонанса двумерных электронов проводимости осуществлялось по изменению продольного магнитосопротивления образца R_{XX} при поглощении микроволнового излучения. Такой подход был впервые предложен в 1983 г. [6]. При этом ЭПР детектируется как пик в R_{XX} при развороте магнитного поля и фиксированной частоте микроволнового излучения. Для увеличения соотношения сигнал-шум использовалась методика двойного синхронного детектирования, принцип работы которой подробно описан в наших предыдущих публикациях [16–18]. Отметим, что форма и амплитуда наблюдаемых резонансных пиков не зависела от скорости разворота магнитного поля, а значит, эффект динамической поляризации ядер [7] не существен в условиях эксперимента.

Типичное магнитосопротивление R_{XX} образца, измеренное при $\theta = 35^\circ$, приведено на рис. 1а. Положение нескольких первых минимумов осцилляций Шубникова–де Гааза отмечены на рис. 1а. При определенных значениях угла θ вблизи четных факторов заполнения появляется острый пик. Данный эффект хорошо заметен на рис. 1б, где показано продольное сопротивление образца при различных $\theta = 0^\circ, 22.5^\circ, 35^\circ$ в окрестности $\nu = 2$. На рисунке 1с особенность в R_{XX} , наблюдающуюся при $\theta = 22.5^\circ$, показана в увеличенном виде и при существенно меньшей скорости разворота магнитного поля. Стрелкой отмечено положение такой особенности. Появление описанного пика обычно связывают с ферромагнитным фазовым переходом, возникающим при пересечении спиновых подуровней Ландау с разным индексом и проекцией спина (см. рис. 1д). Наклонные магнитные поля способствуют такому пересечению, поскольку при фиксированном факторе заполнения увеличение угла наклона θ приводит к росту расщепления между спиновыми подуровнями и не меняет циклотронную щель между уровнями Ландау. Такая модель, без сомнения, является значительным упрощением, поскольку все эффекты электрон-электронного взаимодействия учитываются лишь за счет приписывания электрону перенормированных эффективной массы и фактора Ланде электрона. Энергии спинового и циклотронного расщепления, определяющие порядок следования уровней, оказываются существенно перенормированными и очень

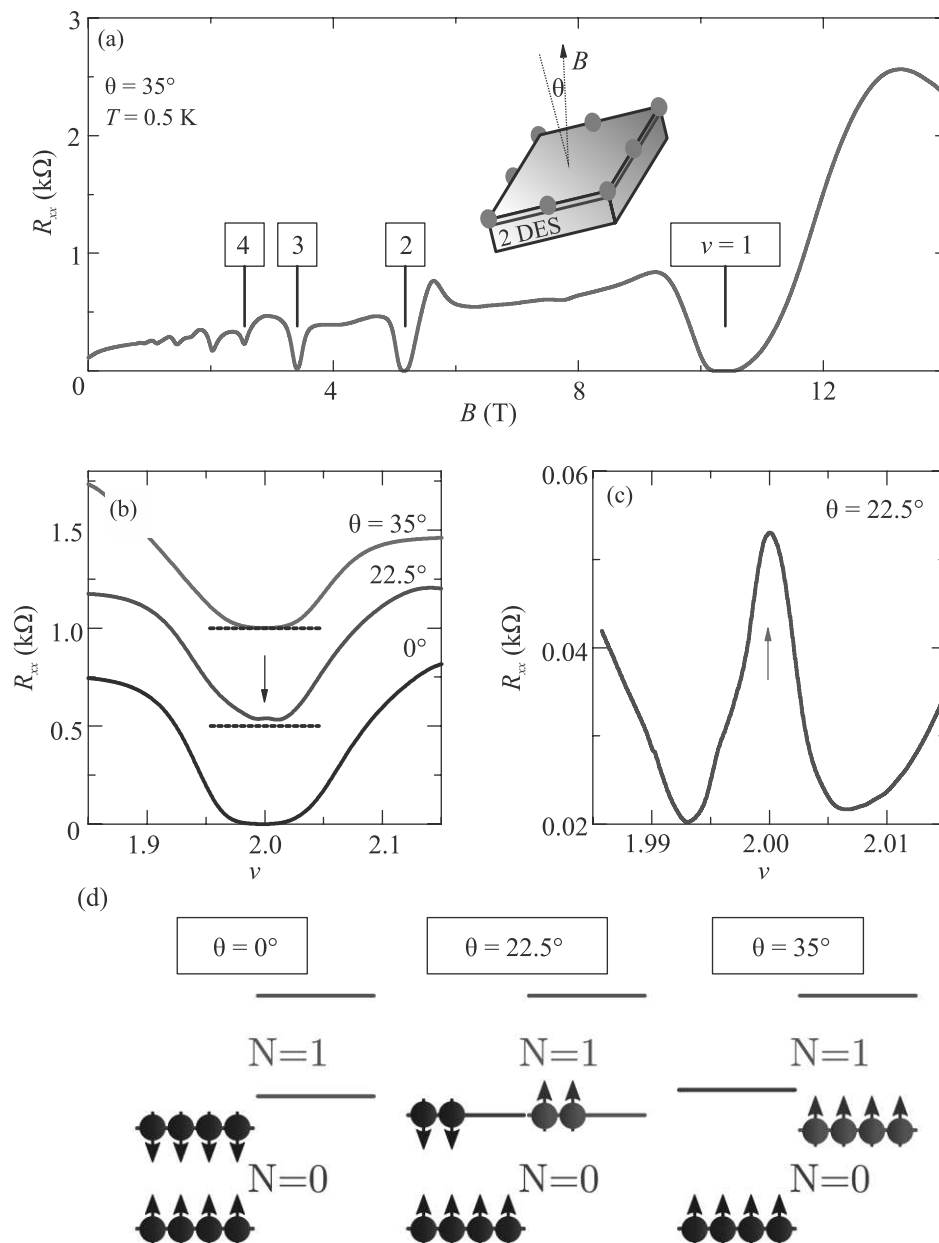


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Типичная зависимость продольного сопротивления двумерного канала от магнитного поля при угле наклона поля $\theta = 35^\circ$. Концентрация двумерных электронов составляла $n = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Температура образца составляла 0.5 К. На вставке – схематичное изображение образца и его ориентации относительно внешнего магнитного поля. (б) – Минимум осцилляций Шубникова–де Гааза вблизи $\nu = 2$ при трех разных углах наклона магнитного поля, $\theta = 0^\circ, 22.5^\circ, 35^\circ$. (в) – Особенность, наблюдаемая вблизи фактора заполнения $\nu = 2$, при $\theta = 22.5^\circ$. Стрелкой отмечено положение особенности. (д) – Ожидаемый порядок следования уровней Ландау и их заполнение при различных углах наклона θ

сильно зависят от двумерной плотности электронов n [10, 19, 20]. Как следствие, угол, при котором наблюдается ферромагнитный переход, определяется величиной n , и при низких плотностях такой переход происходит уже при $\theta = 0^\circ$. В области перехода, как считается, система разбивается на домены с

разной спиновой поляризацией, границы между которыми эффективно рассеивают электроны проводимости. Как следствие, продольное сопротивление системы возрастает. Появление такого пика в R_{xx} позволяет установить положение перехода по магнитному полю и двумерной плотности электронов, однако

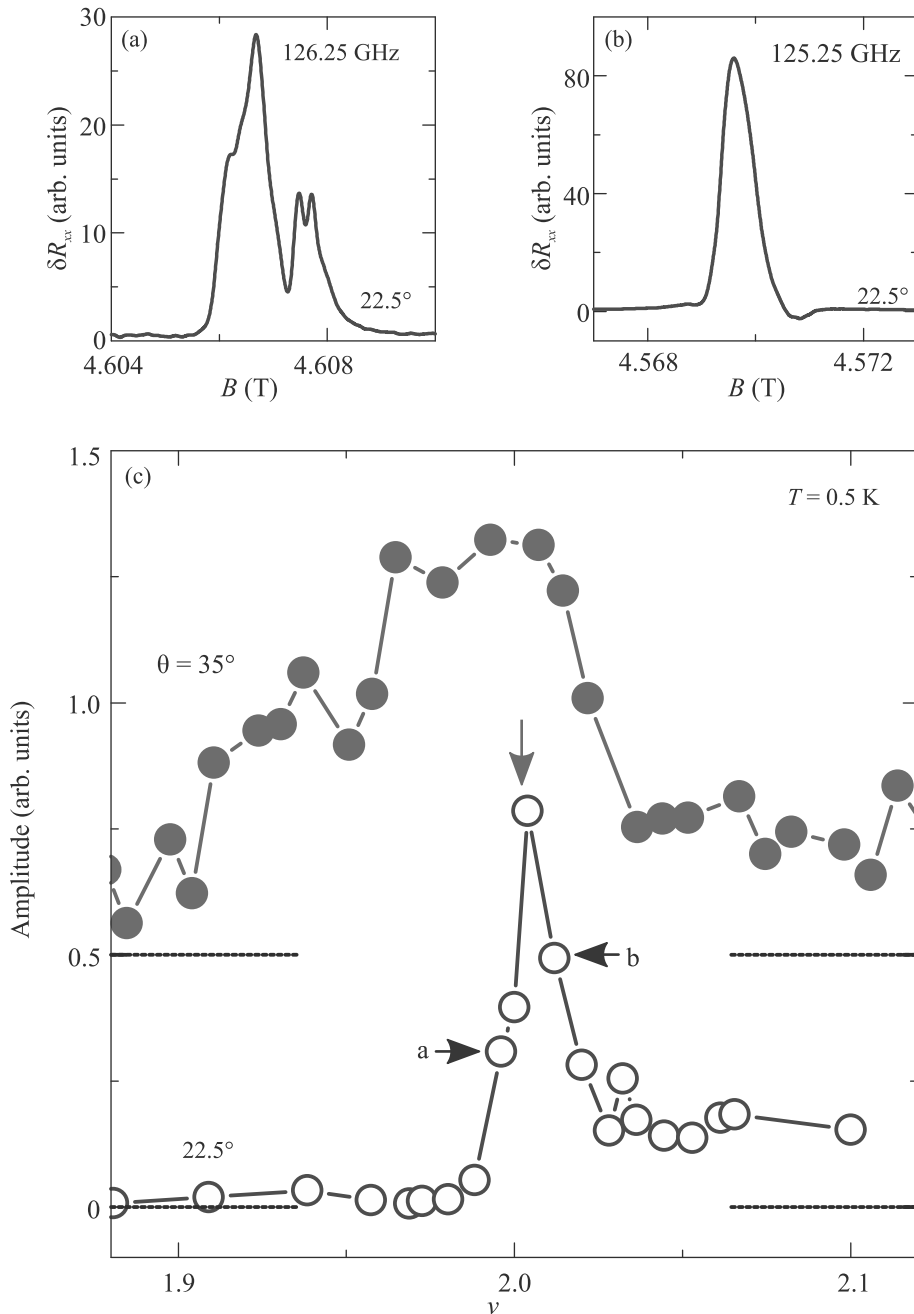


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) и (б) – Типичные пики ЭПР, измеренные в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$ по разные стороны от ферромагнитного перехода и при частотах электромагнитного излучения $f = 126.25$ GHz и 125.25 GHz, соответственно. Угол наклона поля составлял $\theta = 22.5^\circ$. (с) – Зависимость интегральной амплитуды ЭПР от фактора заполнения для двух углов, $\theta = 22.5^\circ$ (пустые синие круги) и $\theta = 35^\circ$ (красные заполненные круги). Данные для $\theta = 35^\circ$ смещены вверх для наглядности, а пунктирные линии задают для них положения нуля. Красная вертикальная стрелка задает положение особенности в сопротивлении, наблюдаемую в окрестности $\nu = 2$, а горизонтальные стрелки указывают на точки, соответствующие пикам на панелях (а) и (б). Температура образца составляла $T = 0.5$ K

не позволяет отследить непосредственно эволюцию спиновой поляризации системы и формирование доменной структуры, а также оценить масштаб этих доменов.

Рассмотрим поведение ЭПР вблизи описанного ферромагнитного перехода. Типичные пики ЭПР, измеренные вблизи $\nu = 2$ по разные стороны от перехода при $\theta = 22.5^\circ$, показаны на рис. 2а и б. Характер-

ные факторы Ланде, извлекаемые из положения пиков ЭПР, составляют $g \approx 1.96$ и являются существенно одночастичными в силу теоремы Лармора. Соответствующие частоты микроволнового излучения указаны возле каждого резонансного пика. Хорошо видно, что форма пиков далека от Лоренцевой. В таких условиях аппроксимация сигнала какой-либо формулой не имеет смысла, поэтому для характеристики интенсивности ЭПР использовался интегральный подход. Фоновый нерезонансный сигнал аппроксимировался полиномом в некоторой области магнитных полей вокруг пика ЭПР, сама резонансная линия в эту область не входила. Учет фона позволял осуществлять интегрирование амплитуды по модулю только по резонансному контуру. Применимость такого подхода была проверена на полученных вблизи нечетных факторов заполнения пиках ЭПР, которые имели Лоренцеву форму.

Итоговая зависимость интегральной амплитуды парамагнитного резонанса, полученной при $\theta = 22.5^\circ$, показана на рис. 2с синими пустыми кругами. Горизонтальными стрелками отмечены точки, соответствующие пикам на панелях (а) и (б) того же рисунка. Вертикальная стрелка обозначает положение пика в R_{XX} , продемонстрированного на рис. 1с. Хорошо видно, что интенсивность ЭПР по разные стороны от фазового перехода отличается на порядок, таким образом, можно заключить, что спиновая поляризация системы претерпевает крупномасштабные изменения при таком переходе. Действительно, в немагнитном состоянии, когда спиновая поляризация системы равна нулю, переходы электрона между двумя спиновыми подуровнями оказываются подавлены из-за отсутствия свободных мест на верхнем подуровне (см. рис. 1d). Эффект подавления ЭПР в номинально немагнитной фазе становится еще очевиднее, если сравнить зависимость амплитуды ЭПР от фактора заполнения для большего угла наклона $\theta = 35^\circ$, показанной на рис. 2с. При таком угле наклона состояние системы, как ожидается [10], должно быть ферромагнитным в широкой окрестности $\nu = 2$. При нулевом θ наблюдался крайне слабый пик ЭПР. Отметим, что наличие большого количества ферромагнитных доменов малого размера может служить эффективными рассеивателями спиновых возбуждений и дополнительно подавлять ЭПР в номинально парамагнитной фазе.

Рассмотрим теперь как наличие доменной структуры с характерным размером ξ скажется на пиках ЭПР. Наличие неоднородностей спиновой плотности такого масштаба позволяет не сохранять импульс на масштабах \hbar/ξ , при этом из-за наличия квадратич-

ной дисперсии у спиновой волны $E = g\mu_B B + \alpha(kl_b)^2$ следует ожидать уширения резонансных пиков и даже разбиения их на несколько независимых пиков, что и наблюдается на эксперименте. Здесь $g\mu_B B$ – величина одночастичного зеемановского расщепления, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, а k – волновой вектор и в условиях образования доменов $k \sim 1/\xi$. Тогда уширение пика δB можно оценить как $\delta B = \frac{\alpha(l_b/\xi)^2}{g\mu_B}$. В условиях эксперимента $\delta B \sim 2$ мТл, а величина α была получена в работах [21, 22]. С учетом этих данных характерный размер домена составит $\xi \sim 100l_b \sim 1$ мкм. Отметим, что такого расщепления ЭПР не наблюдается в номинально ферромагнитной фазе, что указывает на хорошо упорядоченную фазу. Кроме того, такое расщепление отсутствует вблизи нечетных факторов заполнения, основное состояние которых представляет собой квантово-холловский ферромагнетик, а значит, наблюдаемое измерение формы ЭПР не связано с неоднородностью двумерной плотности в образце.

В заключение, спиновый резонанс двумерных электронов проводимости, заключенных в ZnO/MgZnO гетеропереход, исследовался в наклонных магнитных полях в режиме квантового эффекта Холла в окрестности $\nu = 2$. По эволюции интенсивности спинового резонанса при изменении фактора заполнения системы было обнаружено, что при определенном угле наклона поля основное состояние системы претерпевает фазовый переход, сопровождающийся масштабным изменением спиновой поляризации. При этом в ферромагнитном состоянии наблюдается интенсивный спиновый резонанс, амплитуда которого существенно снижается в парамагнитной фазе. Непосредственно в области перехода спиновый резонанс уширяется и расщепляется на несколько независимых пиков. Такое поведение резонанса, по всей видимости, обуславливается расщеплением системы на домены с различной спиновой поляризацией.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 20-72-10097). Авторы благодарны Дж. Фалсон (J. Falson) за предоставленные для исследования гетероструктуры.

1. K. von Klitzing, Rev. Mod. Phys. **58**, 519 (1986).
2. 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).
3. J. Falson and M. Kawasaki, Rep. Prog. Phys. **81**, 056501 (2018).

4. E. C. Stoner, *Ferromagnetism*. Rep. Prog. Phys. **11**, 43 (1947).
5. N. D. Drummond and R. J. Needs, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 126402 (2009).
6. D. Stein, K. von Klitzing, and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 130 (1983).
7. A. Berg, M. Dobers, P.R. Gerhardt, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2563 (1990).
8. M. Dobers, K. von Klitzing, and G. Weimann, *Phys. Rev. B* **38**, 5453 (1988).
9. C. Kallin and B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
10. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **96**, 235401 (2017).
11. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **98**, 121412(R) (2018).
12. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, S. Volosheniuk, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **100**, 041407(R) (2019).
13. A. B. Van'kov and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **113**, 102 (2021).
14. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **107**, 106 (2018).
15. B. D. Kaysin, A. B. Vankov, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **112**, 53 (2020).
16. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, V. V. Solovyev, Yu. A. Nefyodov, A. Großer, T. Mikolajick, S. Schmolt, and I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 052102 (2018).
17. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *JETP Lett.* **108**, 481 (2018).
18. A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, Y. A. Nefyodov, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **110**, 599 (2019).
19. K. Vakili, Y. P. Shkolnikov, E. Tutuc, E. P. De Poortere, and M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 226401 (2004).
20. D. Maryenko, J. Falson, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, *Phys. Rev. B* **90**, 245303 (2014).
21. S. Dickmann and B. D. Kaysin, *Phys. Rev. B* **101**, 235317 (2020).
22. A. B. Van'kov and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **102**, 235424 (2020).