Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 9, с. 595 – 600 © 2022 г. 10 мая

# Эффект слабой антилокализации в AlAs/AlGaAs квантовой яме

*А. В. Щепетильников*[+*1)], *А. Р. Хисамеева*[+], *А. А. Дремин*[+], *И. В. Кукушкин*[+]

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 апреля 2022 г.
После переработки 7 апреля 2022 г.
Принята к публикации 7 апреля 2022 г.

Слабая антилокализация была изучена при низких температурах в узкой AlAs квантовой яме, содержащей двумерную электронную систему с большой эффективной массой. Квантовые поправки к проводимости такого типа обусловлены наличием в структуре сильного спин-орбитального взаимодействия, величина которого была определена из аппроксимации экспериментальных данных теоретической моделью в диффузионном приближении. Независимо, сила спин-орбитального взаимодействия была измерена посредством электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) по модификации величины одночастичного $g$-фактора в режиме квантового эффекта Холла на том же образце. Полученные константы взаимодействия оказались близки и составили $\beta = 7.6$ и $10.1$ мэВ $\times$Å из ЭПР спектроскопии и анализа эффекта слабой антилокализации, соответственно. Согласие между извлекаемыми значениями $\beta$ становится полным, если в теоретической модели слабой антилокализации учесть эффекты сильного электрон-электронного взаимодействия путем введения перенормировки эффективной массы электрона.

DOI: 10.31857/S1234567822090087

При низких температурах и в малых магнитных полях проводимость двумерной электронной системы модифицируется из-за квантово-механических эффектов интерференции электронов, движущихся по замкнутым диффузионным траекториям, с самими собой. В случае конструктивной интерференции сопротивление двумерного канала возрастает, а связанный с этим эффект принято называть слабой локализацией [1, 2]. Сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к возможности переворота спина при акте рассеяния вдоль траектории, и, как следствие, перемешиванию движения электрона по двум траекториям в одном направлении и появлению деструктивной интерференции электронных волн [3–11]. При этом сопротивление двумерного канала уменьшается, а такой эффект носит название слабой антилокализации. Внешнее магнитное поле разрушает как слабую локализацию, так и слабую антилокализацию.

Изучение описанных квантовых поправок к проводимости имеют огромную важность. Так, по форме магнитосопротивления в присутствии эффектов слабой локализации можно судить о параметрах когерентности электронных волн. Анализ магнитного поля, разрушающего слабую антилокализацию, позволяет извлекать параметры спин-орбитального взаимодействия – одного из ключевых физических типов взаимодействий как для фундаментальной спиновой физики конденсированного состояния, так и для разработки приборов спиновой электроники.

В рамках данной работы впервые обнаружен эффект слабой антилокализации в узкой AlAs квантовой яме, содержащей двумерную электронную систему. Эффективная масса электрона в данной структуре составляет $m_b = 0.25\ m_0$ [12]. Большая эффективная масса обеспечивает малость кинетической энергии в сравнении с характерной энергией кулоновского взаимодействия и обуславливает значительную роль эффектов сильного электрон-электронного взаимодействия. В двумерных электронных системах со сравнимым значением эффективной массы наблюдался ряд красивых многочастичных явлений, таких как вигнеровская кристаллизация [13], стонеровский ферромагнитный переход в режиме квантового эффекта Холла [14, 15], а также конденсация спиновых волн [16]. Более того, как было показано ранее [17, 18], узкие AlAs-квантовые ямы характеризуются также и относительно сильным спин-орбитальным взаимодействием. Комбинация этих свойств делает такие материальные системы чрезвычайно перспективными с точки зрения изучения фундаментальных коллективных явлений, связанных со спиновой степенью свободы электрона. Подчеркнем, что большинство теорий, используемых для описания обсуждае-

[1)]e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru

мых квантовых поправок, имеют исключительно одночастичную природу, таким образом, изучение эффекта слабой антилокализации в сильнокорелированной электронной системе, заключенной в AlAs-квантовую яму, имеет исключительную важность и могут, в том числе, послужить основой для уточнения существующих теорий и создания новых.

Анализ квантовых поправок к проводимости двумерного канала позволил извлечь характерное время сохранения фазовой когерентности $\tau_\phi$, а также константу спин-орбитального взаимодействия. Отличительной особенностью данного исследования является возможность независимого определения константы спин-орбитального взаимодействия по модификации одночастичного спинового расщепления в режиме квантового эффекта Холла [17].

Эксперименты проводились на 4 нм AlAs/AlGaAs-квантовой яме, выращенном при помощи методики молекулярно-лучевой эпитаксии в направлении [001]. Образец был выполнен в виде стандартного мостика Холла шириной 200 мкм со стоком/истоком и шестью потенциометрическими контактами (см. рис. 1a). Омические контакты к двумерному каналу формировались путем нанесения и последующего вжигания индия в контактные области мостика. Низкотемпературные значения двумерной плотности электронов и подвижности составляли $n = 7.7 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ и $\mu = 1.4\times 10^4$ см$^2$/Вс. Образец погружался в жидкий Не-3, пары которого откачивались, так что температура образца составляла $T = 0.5$ К. Образец располагался в центра сверхпроводящего магнита, так что эксперименты могли проводиться в магнитных полях вплоть до 15 Тл. Типичное продольное сопротивление образца при данной температуре продемонстрировано на рис. 1b. Положение нескольких первых минимумов осцилляций Шубникова–де Гааза отмечены на рисунке. В рамках экспериментов по ЭПР спектроскопии сверхразмерный волновод использовался для подведения к образцу микроволнового излучения. В качестве источников излучения выступали лампы обратной волны, а также набор блоков умножения частоты, сопряженных с микроволновым генератором.

Детектирование электронного парамагнитного резонанса осуществлялось по магнитосопротивлению двумерного канала, которое, как было показано ранее [19], чрезвычайно чувствительно к поглощению микроволнового излучения. В рамках такого подхода ЭПР детектируется как пик в $R_{xx}$ при фиксированной частоте микроволнового излучения и плавном изменении магнитного поля. Для улучшения соотношения сигнал-шум использовалась стандартная методика двойного синхронного детектирования, принцип работы которой подробно описан в наших предыдущих публикациях [20–22]. Типичные пики ЭПР, наблюдавшиеся на эксперименте вблизи фактора заполнения 3, показаны на рис. 1c. Для каждого пика указана частота $F$ микроволнового излучения, использовавшегося для возбуждения спиновых экситонов [23]. Хорошо видно, что добротность резонансов достаточно велика, что позволяет с высокой точностью измерить их положение по магнитному полю, а значит, определить величину одночастичного фактора Ланде электрона $g^* = \dfrac{hF}{\mu_b B}$, где $h$ – постоянная Планка, а $\mu_B$ – магнетон Бора. Зависимость $g$-фактора от магнитного поля показана на рис. 1d. В условиях эксперимента форма и амплитуда наблюдаемых резонансных пиков не зависела от скорости разворота магнитного поля, а значит, эффект динамической поляризации ядер [24, 25] был не существенен в условиях эксперимента.

Рассмотрим теперь в общих чертах процедуру определения константы спин-орбитального взаимодействия по магнитополевой зависимости $g$-фактора электрона, ее подробное описание приведено в нашей предыдущей работе [17]. В ней же было продемонстрировано, что доминирующим типом спин-орбитального взаимодействия является линейное по волновому вектору взаимодействие Дрессельхауз. В сильных квантующих полях спектр движения электрона в плоскости представляет собой набор уровней Ландау, расщепленных по спину. Спин-орбитальное взаимодействие при этом не диагонально в таком базисе и перемешивает уровни Ландау с разным номером и значением проекции спина электрона на ось $Oz$, при этом одночастичное спиновое расщепление, а значит, и $g$-фактор электрона модифицируются. В рамках теории приближения второго порядка для области сильных магнитных полей можно записать эту поправку в виде:

$$\delta g^* = A\beta^2(2N+1)/B, \tag{1}$$

здесь $N$ – номер уровня Ландау, между спин-расщепленными подуровнями которого происходит спиновый переход с резонансным поглощением кванта электромагнитного излучения, $A$ – положительная величина, представляющая собой комбинацию известных материальных параметров и мировых констант, а $\beta$ обозначает константу спин-орбитального взаимодействия типа Дрессельхауз. Аппроксимация экспериментальной зависимости $g$-фактора от магнитного поля данной формулой

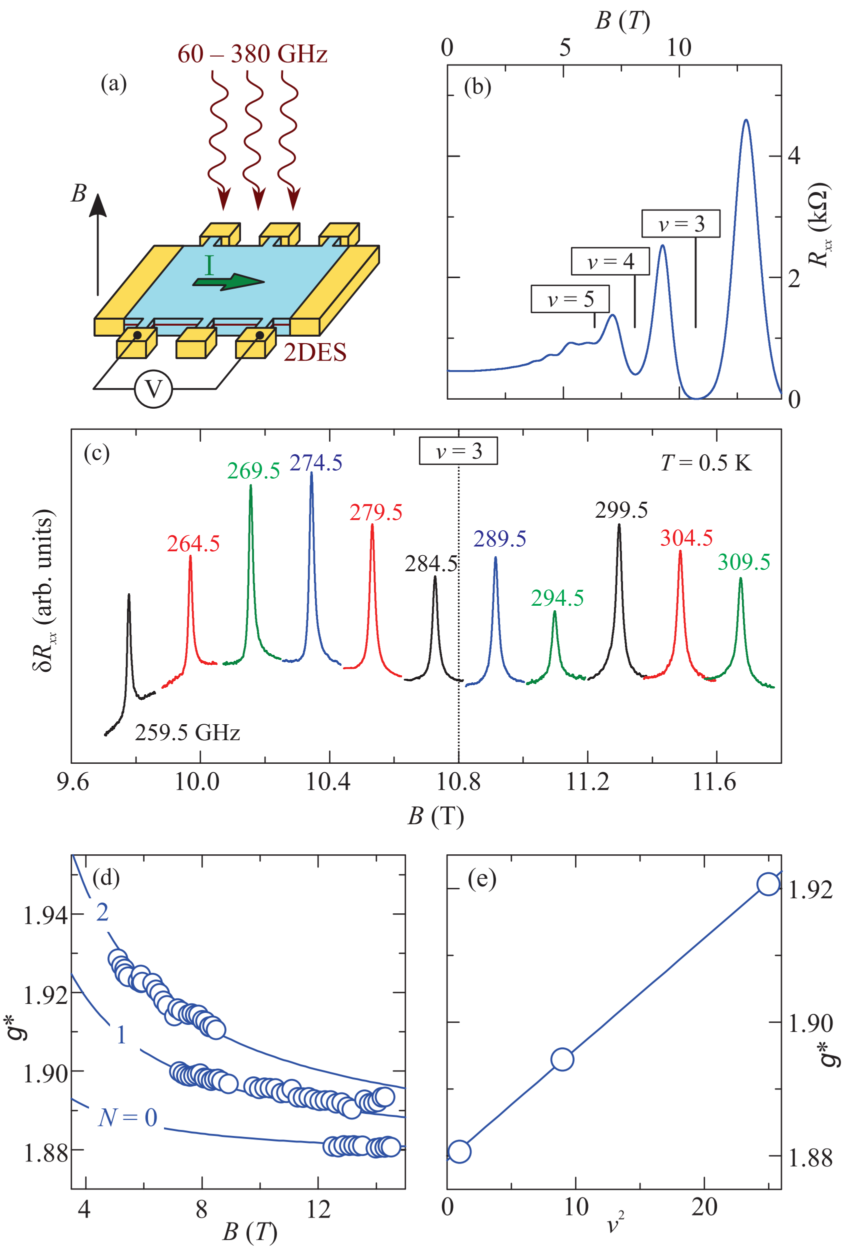


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Принципиальная схема эксперимента. (b) – Типичный вид магнитосопротивления образца. Отмечено положение нескольких факторов заполнения. (c) – Типичные пики ЭПР, наблюдаемые вблизи фактора заполнения $\nu = 3$, для каждого пика указана частота микроволнового излучения. (d) – Зависимость $g$-фактора от магнитного поля. Синие круги – экспериментальные данные, сплошная синяя линия – аппроксимация данных в соответствии с формулой (1). (e) – Зависимость значения $g$-фактора непосредственно в нечетных факторах заполнения от квадрата фактора заполнения. Синие круги обозначают экспериментальные данные. Сплошная линия – линейная аппроксимация экспериментальных данных

продемонстрирована на рис. 1d. Подчеркнем, что единственным параметром аппроксимации был коэффициент $\beta$. Соответствующие факторам заполнения номера уровней Ландау $N$ указаны вблизи каждой кривой. Хорошо видно, что данные очень хорошо согласуются с теорией, при этом извлекаемое значение $\beta$ составляет 7.6 мэВ×Å.

На рисунке 1d приведена зависимость $g$-фактора, измеренного экспериментально непосредственно в нечетных факторах заполнения $\nu$, от величины $\nu^2$. Как следует из формулы (1), построенная таким образом зависимость должна быть линейна, а из наклона прямой можно также извлечь параметр $\beta$. Полученная величина составляла $\beta = 7.6$ мэВ×Å.

Пересечение прямой линии с осью ординат дает величину $g_0 = 1.88$ в пределе больших магнитных полей, т.е. в области, где спин-орбитальная модификация несущественна. Как было показано в работе [18], значение $g_0$ не зависит от ширины квантовой ямы и хорошо согласуется с соответствующим компонентом тензора $g_{xx}$ для широкой AlAs квантовой ямы [26]. Подчеркнем, что непараболичность не оказывает влияние на величину $\beta$, определенную таким способом [27, 28].

Перейдем теперь к рассмотрению эффекта слабой антилокализации в исследуемой двумерной электронной системе. Типичный вид квантовых поправок к проводимости канала, измеренных при температуре $T = 0.5$ К, продемонстрированы на рис. 2a в зависимости от приложенного перпендикулярно к плоскости системы магнитного поля. Экспериментальные данные обозначены синими кругами, при этом кривая проводимости была смещена для удобства по оси ординат так, чтобы $\sigma_{xx}$ была равна нулю в отсутствие магнитного поля.

В полном соответствии как с различными теоретическими моделями, так и с экспериментальными данными, полученными другими научными коллективами, измеренная магнитопроводимость двумерного канала сначала падает с увеличением магнитного поля, а затем растет. Величина магнитного поля, отвечающая наблюдаемому минимуму, определяется величиной константы спин-орбитального взаимодействия, а глубина провала проводимости зависит в том числе и от времени фазовой когерентности электронных волн. Еще одним ключевым параметром при теоретическом описании квантовых поправок является так называемое транспортное магнитное поле $B_{\mathrm{tr}} = \dfrac{l^2}{2l_b^2}$, при котором длина свободного пробега электрона $l$ оказывается сравнимой с магнитной длиной $l_b = \sqrt{\hbar/eB}$. В области магнитных полей $B < B_{\mathrm{tr}}$ оказывается справедливым диффузионное приближение [3]. Для исследуемой структуры величина магнитного поля $B_{tr}$ составляет 8 мТл, что позволяет в относительно широких пределах считать справедливым диффузионное приближение. Используя модель, приведенную в работах [8, 9], можно аппроксимировать экспериментальные данные с использованием двух независимых параметров, а именно, константф спин-орбитального взаимодействия $\beta$ и характерного времени потери фазовой когерентности $\tau_\phi$. Отметим, что при наличии спин-орбитального взаимодействия лишь одного типа, например, линейного по волновому вектору взаимодействия Дрессельхауз, указанный теоретический подход имеет аналитическое решение. Именно такой случай и реализуется в узких AlAs квантовых ямах [17]. Соответствующая теоретическая кривая приведена на рис. 2a. Экспериментальные дан-

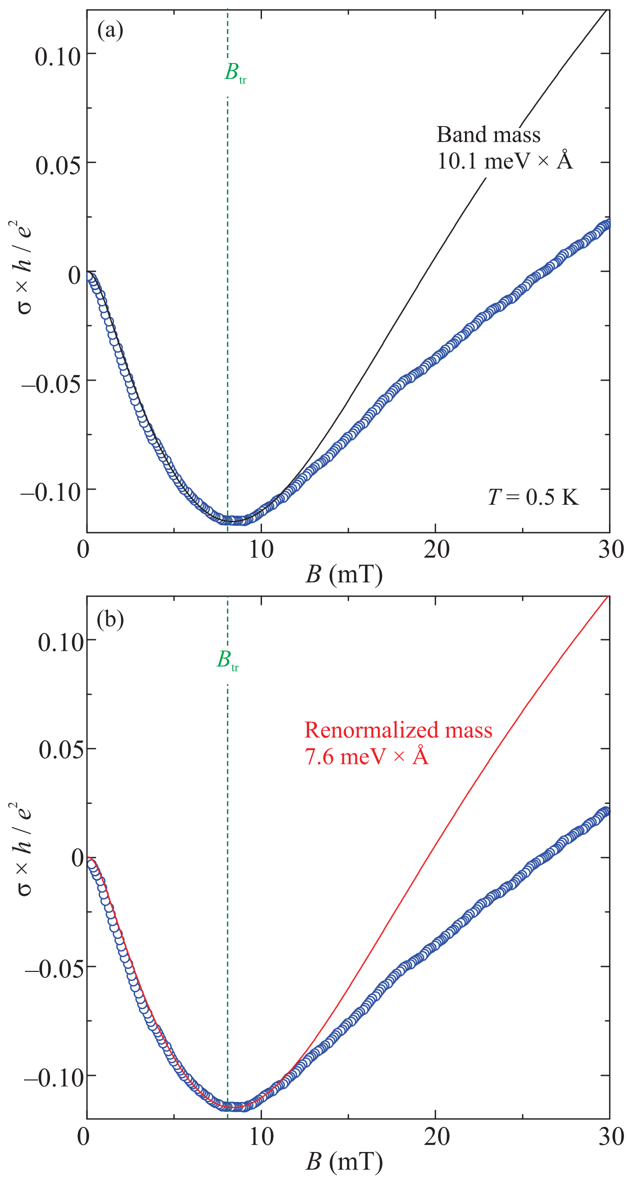


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) и (b) – Квантовые поправки к проводимости двумерной электронной системы, заключенной в 4 нм AlAs-квантовую яму. Синие круги обозначают экспериментальные данные для одной и той же структуры на обеих панелях, а черная и красная сплошные линии – аппроксимация в соответствии с работой [8] и при разных параметрах. На панели (a) использовались значения массы $m_b = 0.25\ m_0$ и $\beta = 10.1$ мэВ×Å, на панели (b) – перенормированная масса $1.33 \times m_b$ и $\beta = 7.6$ мэВ×Å. Вертикальная пунктирная линия ограничивает область применения модели $B < B_{\mathrm{tr}} = 8$ мТл

ные хорошо описываются в области малых магнитных полей вплоть до $B \sim B_{\rm tr}$. Полученные в результате аппроксимации значения параметров составили $\beta = 10.1$ мэВ $\times$Å и $\tau_\phi = 27$ пс.

Извлеченная из анализа эффекта слабой антилокализации константа спин-орбитального взаимодействия оказалась близка к величине $\beta$, определенной в рамках ЭПР экспериментов. Возможное расхождение в значении констант может объясняться влиянием сильного электрон-электронного взаимодействия на эффект слабой антилокализации. Например, сильное многочастичное взаимодействие может существенно модифицировать процессы спиновой релаксации [29] и даже усиливать спин-орбитальное расщепление [30]. Такое усиление не превышает 10 % для параметра $r_s$ в исследуемой структуре и не может объяснить наблюдаемого расхождения в константах $\beta$, измеренных разными способами в рамках данной работы. Построение точной теоретической модели, описывающей эффект слабой антилокализации в диффузионном приближении в условиях сильных многочастичных корреляций, выходит далеко за пределы данного исследования. В большинстве процессов переноса в сильнокоррелированных системах наблюдается модификация спектра квазичастиц из-за многочастичного взаимодействия, простейшим способом учета которой является введение фермижидкостной перенормировки эффективной массы квазичастиц [31–34]. Такой подход применяется для описания самых разнообразных эффектов как в области малых магнитных полей (например, перенормировка массы, задающей период индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления [35]), так и в области квантующих магнитных полей (например, ферромагнитные фазовые переходы в режиме квантового эффекта Холла [14]). Если принять, что эффективная масса частиц, участвующих в квантовой интерференции на замкнутых траекториях, составляет $m^* = 1.33\, m_b$, то экспериментальные данные хорошо аппроксимируются при значении $\beta = 7.6$ мэВ $\times$Å, которое полностью совпадает с определенным из ЭПР спектроскопии. Соответствующая кривая показана (красная сплошная линия) при $\tau_\phi = 35$ пс на рис. 2b. Подчеркнем, что качество аппроксимации экспериментальных данных как с использованием зонной массы, так и с перенормированной, одинаковое. Отметим, что выбранное значение $m^*$ неплохо согласуется с величинами масс, полученными из анализа поведения осцилляций Шубникова–де Гааза при разных температурах на аналогичных структурах в работах [36, 37].

В заключении, эффект слабой антилокализации был изучен при низких температурах в узкой AlAs квантовой яме, содержащей двумерную электронную систему с большой эффективной массой, впервые. Соответствующие поправки к проводимости хорошо описывались теоретической моделью в диффузионном режиме, приведенной в работе [8]. В результате аппроксимации экспериментальных данных была определена константа спин-орбитального взаимодействия типа Дрессельхауз $\beta = 10.1$ мэВ $\times$ Å. Независимо, близкое значение константы $\beta = 7.6$ мэВ $\times$ Å было определено по модификации величины одночастичного $g$-фактора, измеряемого при помощи ЭПР, в режиме квантового эффекта Холла на том же образце. Расхождение между извлеченными константами, вероятно, связано с сильным электрон-электронным взаимодействием. Согласие между извлекаемыми значениями $\beta$ становится полным, если в теоретической модели слабой антилокализации учесть эффекты сильного электрон-электронного взаимодействия в рамках упрощенного подхода – путем введения перенормировки эффективной массы электрона.

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

Авторы благодарны В. Вегшайдер (W. Wegscheider) и К. Райхл (C. Reichl) за предоставленные для исследования гетероструктуры.

1. S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, Progress of Theoretical Physics **63**, 707 (1980).
2. G. Bergmann, Phys. Rep. **107**, 1 (1984).
3. S. V. Iordanskii, Y. B. Lyanda-Geller, and G. E. Pikus, JETP Lett. **60**, 206 (1994).
4. T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi, Phys. Rev. Lett. **89**, 046801 (2002).
5. S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, P. Poole, A. Sachrajda, Письма в ЖЭТФ **77**, 362 (2003).
6. J. B. Miller, D. M. Zumbühl, C. M. Marcus, Y. B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **90**, 076807 (2003).
7. L. E. Golub, Phys. Rev. B **71**, 235310 (2005).
8. A. Punnoose, Appl. Phys. Lett. **88**, 252113 (2006).
9. S. Schmult, M. J. Manfra, A. Punnoose, A. M. Sergent, K. W. Baldwin, and R. J. Molnar, Phys. Rev. B **74**, 033302 (2006).
10. E. B. Olshanetskii, Z. D. Kvon, G. M. Gusev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, J. C. Portal, Письма в ЖЭТФ **91**, 347 (2010).
11. С. И. Дорожкин, А. А. Капустин, С. С. Мурзин, Письма в ЖЭТФ **97**, 170 (2013).

12. A. R. Khisameeva, A. V. Shchepetilnikov, V. M. Muravev, S. I. Gubarev, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, J. Appl. Phys. **125**, 154501 (2019).
13. 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).
14. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 235401 (2017).
15. A. B. Van'kov and I. V. Kukushkin, JETP Lett. **113**, 102 (2021).
16. Б. Д. Кайсин, А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **112**, 62 (2020).
17. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **98**, 241302(R) (2018).
18. A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **124**, 114278 (2020).
19. D. Stein, K.v. Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983).
20. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, V. V. Solovyev, Yu. A. Nefyodov, A. Großer, T. Mikolajick, S. Schmult, and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **113**, 052102 (2018).
21. 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).
22. A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, Y. A. Nefyodov, and I. A. Kukushkin, JETP Lett. **110**, 599 (2019).
23. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
24. A. Berg, M. Dobers, P. R. Gerhardts, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **64**, 2563 (1990).
25. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, Y. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, JETP Lett. **104**, 838 (2016).
26. A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **92**, 161301(R) (2015).
27. M. Dobers, K. v. Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. B **38**, 5453 (1988).
28. Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin, W. Dietsche, and S. Schmult, Phys. Rev. B **83**, 041307 (2011).
29. A. Punnoose and A. M. Finkel'stein, Phys. Rev. Lett. **96**, 057202 (2006).
30. G.-H. Chen and M. E. Raikh, Phys. Rev. B **60**, 4826 (1999).
31. L. D. Landau, Sov. Phys. JETP **3**, 920 (1956).
32. L. D. Landau, Sov. Phys. JETP **5**, 101 (1957).
33. V. P. Silin, Sov. Phys. JETP **7**, 538 (1958).
34. R. Freedman, Phys. Rev. B **18**, 2482 (1978).
35. A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, A. A. Dremin, and I. V. Kukushkin, JETP Lett. **107**, 770 (2018).
36. K. Vakili, Y. P. Shkolnikov, E. Tutuc, E. P. De Poortere, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **92**, 226401 (2004).
37. T. Gokmen, M. Padmanabhan, K. Vakili, E. Tutuc, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **79**, 195311 (2009).