

## Равновесная и неравновесная спиновая поляризация в окрестности фактора заполнения $3/2$

А. С. Журавлев<sup>+1)</sup>, Л. В. Кулик<sup>+</sup>, В. А. Кузнецов<sup>\*+</sup>, М. А. Хитько<sup>+×</sup>, И. В. Кукушкин<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

<sup>\*</sup>Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия

<sup>×</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 23 августа 2018 г.

Экспериментально исследованы особенности спиновой поляризации электронной системы и релаксации неравновесных спиновых возбуждений в окрестности дробного состояния с четным знаменателем  $3/2$  в двумерной электронной системе на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Показано, что состояние  $3/2$  является особой точкой в зависимости спинового упорядочения двумерной электронной системы от фактора заполнения, на которой спиновая подсистема перестраивается. Обнаружена область факторов заполнения в окрестности  $3/2$ , где наблюдается гигантское замедление релаксации спиновых возбуждений в основное состояние.

DOI: 10.1134/S0370274X18180145

Интерес к физике дробных состояний с четными знаменателями является одним из современных трендов изучения дробного квантового эффекта Холла. Если опустить физические явления, связанные с пространственной анизотропией распределения электронной плотности для четных дробных состояний на уровнях Ландау с большими номерами (полосатые фазы [1]), то дробные состояния с четными знаменателями принято описывать в терминах взаимодействия пары композитных фермионов (связанных состояний электронов и квантов магнитного потока) с образованием композитных бозонов [2]. Подобные пары оказываются слабосвязанными, что определяет сверхнизкие температуры для наблюдения дробных состояний с четными знаменателями. Однако, именно эти состояния, из-за неабелевой статистики возбуждений, позволяют (в теории) реализовать красивую идею топологического квантового компьютера, защищенного от ошибок, вызванных декогеренцией возбуждений [3].

Первое дробное состояние вышеуказанного типа –  $5/2$  было обнаружено в экспериментах по магнито-транспорту в высокоподвижных двумерных системах на основе GaAs/AlGaAs [4]. Удивительно, что, на первый взгляд, более устойчивое дробное состояние  $3/2$  до самого недавнего времени не наблюдалось (здесь не рассматриваются сложные электронные системы с дополнительными степенями свобо-

ды: слоевого индекса в двойных электронных слоях или индекса размерноквантованной подзоны в широких квантовых ямах [5, 6]). Состояние  $3/2$  в GaAs/AlGaAs гетероструктурах описывалось по аналогии с состоянием композитных фермионов  $1/2$ ; т.е. частично поляризованное по спину состояние композитных фермионов с нулевым эффективным магнитным полем и иерархией дробных состояний, берущей свое начало в  $3/2$ , как иерархии целочисленных заполнений уровней Ландау композитных фермионов [7]. Именно здесь кроется отличие состояний  $1/2$  и  $3/2$  с одной стороны и состояния  $5/2$  с другой, поскольку состояние  $5/2$  полностью поляризовано по спину [8], что является необходимым условием для формирования основного состояния типа “anti-Pfaffian” и ему подобных [9, 10]. Качественно, эта физическая картина была подтверждена в магнитотранспортных исследованиях дробного квантового эффекта Холла в новых двумерных высокоподвижных электронных системах на основе гетероструктур ZnO/MgZnO. Из-за существенно большего зеемановского расщепления в ZnO можно добиться ситуации, когда состояние  $3/2$  становится полностью поляризованным по спину, варьируя угол наклона внешнего магнитного поля по отношению к нормали к поверхности гетероструктуры. В тот момент, когда электронная система становится спин поляризованной, наблюдается формирование плато  $3/2$  в Холловском сопротивлении [11].

<sup>1)</sup>e-mail: zhuravlev@issp.ac.ru

По указанным причинам совершенно неожиданными оказались недавние магнитотранспортные эксперименты по детектированию устойчивого дробного состояния  $3/2$  в обычных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с модифицированными краевыми состояниями [12]. По всей вероятности, такое состояние всегда формируется в объеме гетероструктуры. Однако оно не наблюдалось ранее в силу каких-то особенностей краевых состояний при четных знаменателях. По этой причине возникает потребность в проведении исследований объемных свойств состояния  $3/2$  и его окрестностей, альтернативных магнитотранспортным. Одним из таких методов является измерение средней спиновой поляризации электронной системы с помощью ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [8], хотя, следует отметить, что этот метод малоинформативен с точки зрения понимания локального распределения спиновой плотности. Можно получить одну и ту же спиновую поляризацию электронной системы за счет различных физических эффектов: активационного распределения электронов по спиновым состояниям, деполяризации за счет индуцированного случайным потенциалом перекрытия спиновых подуровней Ландау, деполяризации за счет формирования топологических спиновых текстур, индуцированной межчастичным обменным взаимодействием. Отличить вышеуказанные или альтернативные им причины деполяризации электронной системы по измерению средней по образцу спиновой поляризации не представляется возможным.

В течение последних лет авторами статьи разрабатывались оригинальные оптические методы мониторинга спиновой поляризации электронной системы, а также создания неравновесных спиновых ансамблей в двумерной электронной системе и исследования их релаксации в основное состояние [13–15]. Из информации о том, как релаксируют спиновые возбуждения, можно сделать заключения о том, как локально устроена спиновая плотность в основном состоянии. В представленной работе обсуждаются эксперименты по исследованию спиновой поляризации электронной системы и по релаксации спиновых возбуждений в окрестности фактора заполнения  $3/2$ . Одним из наиболее интересных результатов является доказательство того, что фактор заполнения  $3/2$  является особой точкой для основного состояния двумерной электронной системы в GaAs/AlGaAs гетероструктурах, в окрестности которой ее спиновые свойства меняются кардинально. Таким образом, для электронной системы в окрестности  $3/2$  нарушается фундаментальная электрон-дырочная симметрия, что существенно ограничивает класс возмож-

ных волновых функций, описывающих дробное состояние  $3/2$ , и, по-видимому, закрывает вопрос об использовании этого дробного состояния для создания топологического квантового компьютера [10]. Кроме того, данный факт находится в противоречии с картиной, подтверждаемой прямыми измерениями средней по образцу спиновой поляризации (симметричной по обе стороны от фактора заполнения  $3/2$ ), в которой  $3/2$  является исходной точкой для иерархии уровней Ландау композитных фермионов [8, 11]. Из представленных здесь экспериментальных результатов следует, что дробное состояние  $3/2$  является уникальным физическим объектом, не аналогичным ни спин поляризованному состоянию  $5/2$ , ни частично поляризованному по спину состоянию композитных фермионов  $1/2$  (для состояния  $1/2$  электрон-дырочная симметрия не нарушается с точностью до подмешивания электронных состояний с вышележащих уровней Ландау).

Для экспериментальных исследований была использована высококачественная гетероструктура с симметрично легированной одиночной квантовой ямой GaAs/AlGaAs с концентрацией электронов в двумерном канале  $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и темновой подвижностью более  $1.5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Ширина квантовой ямы была 31 нм. Гетероструктура помещалась в откачиваемый резервуар с жидким  $^3\text{He}$ , который, в свою очередь, помещался в криостат со сверхпроводящим соленоидом. Оптические измерения проводились в диапазоне температур 0.4–1.5 К и в диапазоне магнитных полей 0–14 Тл с использованием двухсветовой методики. Один световод использовался для резонансной накачки двумерной системы и нерезонансного фотовозбуждения неравновесных спиновых возбуждений, а второй – для сбора сигнала отражения от образца и передачи сигнала на входную щель решеточного спектрометра, оборудованного охлаждаемой ПЗС (прибор с зарядовой связью) камерой. В качестве оптического источника для формирования ансамбля неравновесных спиновых возбуждений использовался широкополосный лазерный диод, а для накачки резонансного отражения – полупроводниковый перестраиваемый узкополосный лазер “TOptica”. Для фильтрации паразитного отражения от поверхностей гетероструктуры были использованы скрещенные линейные поляризаторы, помещенные в жидкий гелий между световодами и исследуемой гетероструктурой. Поскольку в магнитном поле поглощается и излучается циркулярно-поляризованное излучение, то сигнал резонансного отражения от двумерной электронной системы проходит через

линейный поляризатор собирающего световода, а паразитный сигнал нерезонансного отражения от поверхностей гетроструктуры подавляется (линейная поляризация отраженного сигнала не изменяется по отношению к поляризации возбуждающего излучения). Модулируя оптическое возбуждение лазерного диода, можно было измерять время релаксации неравновесных спиновых возбуждений в основное состояние. Кроме того, измеряя резонансное отражение при включенном и выключенном лазерном диоде, можно было получать дифференциальное резонансное отражение, индуцированное ансамблем неравновесных спиновых возбуждений.

Ряд спектров резонансного отражения от состояний нулевого уровня Ландау электронной системы, измеренные в диапазоне факторов заполнения 1.3–2.0 показаны на рис. 1. Со стороны больших факто-

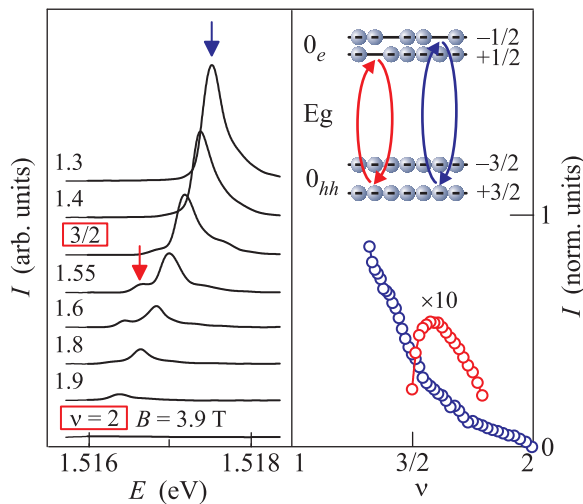


Рис. 1. (Цветной онлайн) Слева – спектры резонансного рассеяния света, включающие оптические переходы с нулевого уровня Ландау валентной зоны тяжелых дырок ( $0_{hh}$ ) на нулевой уровень Ландау зоны проводимости ( $0_e$ ) квантовой ямы, при различных факторах заполнения двумерной электронной системы ( $\nu$ ). Справа – относительные интегральные интенсивности линий резонансного отражения от состояний нулевого уровня Ландау в зависимости от фактора заполнения электронов. На схеме показаны соответствующие оптические переходы.

ров заполнения до фактора заполнения 2 включительно сигнала резонансного отражения не наблюдается. Это тривиальный результат, отражающий тот факт, что до того момента, когда на нулевом уровне Ландау появляются пустые состояния, поглощение с последующим излучением резонансного излучения невозможно. При дальнейшем уменьшении факто-

ра заполнения появляется резонансное отражение от верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау, что означает появление незаполненных электронных состояний на этом подуровне. При дальнейшем уменьшении фактора заполнения в окрестности фактора заполнения  $3/2$  появляется отражение от нижнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау, что свидетельствует о частичной деполаризации электронной системы. При приближении фактора заполнения к  $3/2$  электронная система вновь поляризуется, и при факторах заполнения меньше  $3/2$  в спектре наблюдается только резонансное отражение от состояний верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау. Его интенсивность возрастает, поскольку число незанятых электронных состояний растет линейно с уменьшением фактора заполнения. Таким образом, экспериментальные результаты измерения резонансного отражения при факторах заполнения больше  $3/2$  находятся в противоречии с измерениями средней по образцу спиновой поляризации, выполненной методом ЯМР [8].

В отличие от данных ЯМР спиновая поляризация, измеренная в наших экспериментах, не согласуется с фундаментальной электрон-дырочной симметрией (заменой электронных состояний на дырочные в окрестности фактора заполнения  $3/2$ , рис. 1). Данный результат может быть связан с тем, какие именно состояния исследуются с помощью ЯМР и резонансного отражения (локализованные в первом случае и протяженные во втором). Резонансное отражение наблюдается от протяженных электронных состояний с длиной локализации порядка или больше длины волны света. С другой стороны, вклад в контактное взаимодействие между электронными спинами и спинами ядер, измеряемое с помощью ЯМР, больше от локализованных электронных состояний (локализованный электронный спин может многократно провзаимодействовать с ядерным спином в области локализации). Поэтому в ЯМР преимущественно измеряется спиновая поляризация от локализованных электронов с длиной локализации в нескольких магнитных длин (число более сильно локализованных электронных состояний с длиной локализации менее одной магнитной длины в исследуемых высококачественных гетроструктурах пренебрежимо мало по сравнению с общим числом электронов в двумерной системе). В свою очередь, локализованные состояния с длиной локализации в нескольких магнитных длин дают вклад не в резонансное отражение, а в резонансное рэлеевское рассеяние [16]. Действительно, поляризация, полученная из экспериментов по резонансному рэлеевскому рас-

сеянию, вполне согласуется с ЯМР экспериментами [16]. Следует однако подчеркнуть, что для формирования дробных состояний основную роль играют не локализованные, а протяженные состояния, что видно из сравнения экспериментов по резонансному отражению [17] и рэлеевскому рассеянию [18] в ультраквантовом пределе. Не менее интересными являются результаты измерений дифференциального отражения, т.е. отражения стимулированного долгоживущими спиновыми возбуждениями, состоящими из возбужденных электронов на нижайшем спиновом подуровне первого уровня Ландау и дырок (электронных вакансий) на нулевом уровне Ландау. Появление такого отражения на факторе заполнения 2 описано в ряде публикаций авторского коллектива [13–15]. Однако совершенно неожиданным является то, что аналогичное дифференциальное отражение наблюдается в окрестности 3/2 со стороны больших факторов заполнения. Причем при факторах заполнения, слегка меньших 2, такое отражение отсутствует (релаксация спиновых возбуждений ускоряется), а затем заново появляется около фактора заполнения 3/2 (рис. 2). Прямое измерение времени релак-

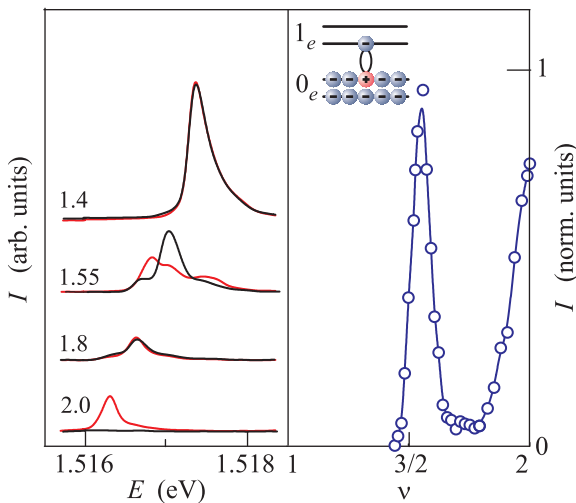


Рис. 2. (Цветной онлайн) Слева – спектры резонансного (черные сплошные линии) и фотоиндуцированного резонансного отражения (красные сплошные линии), включающие оптические переходы с нулевого уровня Ландау валентной зоны тяжелых дырок на нулевой уровень Ландау зоны проводимости квантовой ямы, при различных факторах заполнения двумерной электронной системы. Справа – интеграл модуля разности интенсивностей линий фотоиндуцированного резонансного и резонансного отражения в зависимости от фактора заполнения электронов. На схеме показан циклотронный спиновой магнитоэкситон

сации спиновых возбуждений дает значение 10 мкс, гигантское по сравнению с временами релаксации во всех других известных релаксационных процессах [19], за исключением тех, что наблюдаются на факторе заполнения 2 (рис. 3). Это означает, что локаль-

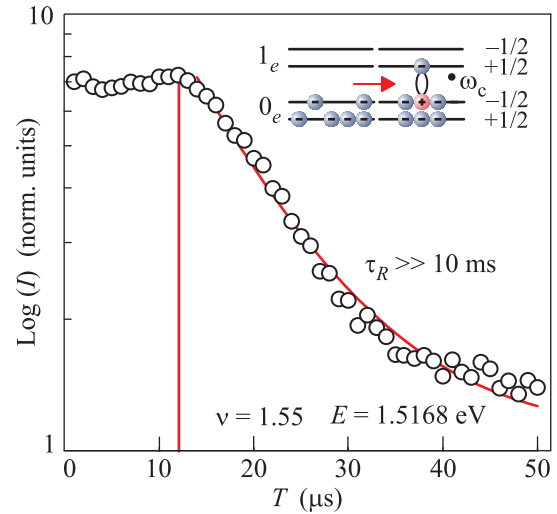


Рис. 3. (Цветной онлайн) Динамика релаксации циклотронных спиновых магнитоэкситонов при факторе заполнения  $\nu = 1.55$ . Красной вертикальной линией указан момент выключения фотовозбуждения. Время релаксации ( $\tau_R = 10$  мкс) получается из экспоненциальной подгонки кривой затухания фотоиндуцированного вклада в резонансное отражение. На схеме показана предполагаемая перестройка спиновой подсистемы, индуцированная фотовозбуждением

ное упорядочение спинов в окрестности 3/2 близко к спиновому упорядочению на факторе заполнения 2: оба спиновых состояния на нулевом уровне Ландау заполнены, за исключением единственной вакансии на верхнем спиновом подуровне. Возбужденный электрон и вакансия образуют долгоживущий циклотронный спиновой магнитоэкситон (рис. 3), дисперсия которого имеет минимум, смещенный в импульсном пространстве на величину порядка  $ql_B \sim 1$ , где  $q$  – обобщенный импульс,  $l_B$  – магнитная длина [20]. Релаксация магнитоэкситона замедляется из-за невозможности удовлетворить законам сохранения импульса и энергии одновременно. Естественно, что подобное спиновое упорядочение не может быть однородным по всему образцу, так как, в отличие от фактора заполнения 2, при факторе заполнения 3/2 недостаточно электронов, чтобы заполнить однородно оба спиновых подуровня по всему образцу. Таким образом, вблизи фактора заполнения 3/2 под воздействием фотовозбуждения формируется неравновесная пространственно неоднородная система мно-

гочастичных комплексов, разделенных пустыми местами (долгоживущая пространственно неоднородная фаза типа “bubble”, или “stripe”, фаз [21]). Новая неравновесная фаза формируется при тех же факторах заполнения, где наблюдается максимум спиновой деполяризации равновесной электронной системы, причем недостаток спинов на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау восполняется в процессе фотовозбуждения (рис. 2). Формирование пространственно неоднородной фазы в окрестности фактора заполнения  $3/2$  является неожиданным результатом, так как в равновесии подобные фазы могут наблюдаться при половинном заполнении уровней Ландау с “большими” номерами  $N \geq 2$  [21]. Неравновесная фаза является низкотемпературной и не наблюдается выше 1 К.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект РНФ # 18-12-00246.

1. M. P. Lilly, K. B. Cooper, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 394 (1999).
2. G. Moore and N. Read, *Nucl. Phys. B* **360**, 362 (1991).
3. C. Nayak, S. H. Simon, A. Stern, M. Freedman, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1083 (2008).
4. R. Willett, J. P. Eisenstein, H. L. Störmer, D. C. Tsui, A. C. Gossard, and J. H. English, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1776 (1987).
5. B. I. Halperin, *Helv. Phys. Acta* **56**, 75 (1983).
6. B. I. Halperin, P. A. Lee, and N. Read, *Phys. Rev. B* **47**, 7312 (1993).
7. R. R. Du, A. S. Yeh, H. L. Stormer, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3926 (1995).
8. L. Tiemann, G. Gamez, N. Kumada, and K. Muraki, *Science* **335**, 828 (2012).
9. S. S. Lee, S. Ryu, C. Nayak, and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 236807 (2007).
10. D. T. Son, *Phys. Rev. X* **5**, 031027 (2015).
11. J. Falson, D. Maryenko, B. Friess, D. Zhang, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, J. H. Smet, and M. Kawasaki, *Nat. Phys.* **11**, 347 (2015).
12. H. Fu, P. Shan, P. Wang, Z. Zhu, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and X. Lin, arXiv:1702.02403.
13. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, *Sci. Rep.* **5**, 10354 (2015).
14. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Nature Comm.* **7**, 13499 (2016).
15. L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, V. V. Solovyev, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Sci. Rep.* **8**, 10948 (2018).
16. L. V. Kulik, K. Ovchinnikov, A. S. Zhuravlev, V. E. Bisti, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, *Phys. Rev. B* **85**, 113403 (2012).
17. Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, В. Е. Бисти, В. Е. Кирпичев, М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 659 (2014) [*JETP Lett.* **100**, 581 (2015)].
18. В. Е. Бисти, Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, А. О. Шабля, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 877 (2013) [*JETP Lett.* **98**, 778 (2014)].
19. A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, L. V. Kulik, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **89**, 161301(R) (2014).
20. C. Kallin and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655?5668 (1984).
21. M. M. Fogler, A. A. Kulakov, and B. I. Shklovskii, *Phys. Rev. B* **54**, 1853 (1996).