ЖЭТФ/JETP, 2026, том 169, вып. 2, стр. 233–242 © 2026

ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ КВАНТОВЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДВУХСЛОЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ В ШИРОКИХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

С. И. Дорожкин [a*], ***А. А. Капустин*** [a], ***Ю. Х. Смет*** [b]

[a] *Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна Российской академии наук 142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

[b] *Max-Planck-Institut für Festkörperforschung D-70569, Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 10 декабря 2025 г.,
после переработки 10 декабря 2025 г.
Принята к публикации 12 декабря 2025 г.

При помощи емкостного и магнитотранспортного методов исследованы электронные системы в квантовых ямах GaAs шириной $W = 50$, 60 нм, образованные в нулевом магнитном поле двумя слоями двумерных электронов. Установлено, что в квантовом пределе по магнитному полю (т. е. при полных факторах заполнения спиновых подуровней спектра Ландау $\nu \lesssim 2$) такие системы переходят в однослойные состояния, демонстрирующие квантовый эффект Холла (КЭХ) при значениях $\nu = 2$, 1, 2/3, т. е. в условиях, когда состояния КЭХ, имеющие щель в энергетическом спектре (несжимаемые состояния), формируются всеми электронами системы. Обнаружено, что в квантовых ямах шириной 50 нм при отклонении магнитного поля от нормали к плоскости квантовой ямы в области факторов заполнения $1 < \nu < 2$ дополнительно может возникать двухслойное состояние, обусловленное образованием несжимаемого состояния электронами слоя с большей плотностью при заполнении ими только одного нижнего спинового подуровня (т. е. при факторе заполнения в этом слое $\nu_{FL} = 1$). В квантовой яме шириной 60 нм такое двухслойное состояние существует и в перпендикулярном поле, а также при $\nu_{FL} = 2/3$. Определены условия, при которых при изменении магнитного поля происходит последовательность квантовых фазовых переходов между двухслойными и однослойными состояниями электронных систем в изученных широких квантовых ямах.

Ключевые слова: квантовые фазовые переходы в магнитном поле, двухслойные электронные системы.

DOI: 10.7868/S3034641X26020101

Целочисленный и особенно дробный квантовые эффекты Холла остаются объектами активных экспериментальных и теоретических исследований, начиная с их открытия [1, 2] и до настоящего времени, в силу незавершенности их теоретического описания (см., например, новые теоретические подходы в работах [3,4]) и продолжающегося экспериментального обнаружения их новых черт [5,6]. Особенно это относится к дробному эффекту. Если значительная часть состояний дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ), наблюдающаяся в чисто двумерных электронных системах (ЭС) на дробных факторах заполнения нижнего спинового подуровня Ландау с нечетным знаменателем, описывается моделью композитных фермионов [7], то наблюдение состояний с четным знаменателем всегда было предметом повышенного внимания. Интересно, что на возможность появления таких состояний ДКЭХ в так называемых двухкомпонентных системах применительно к системам с двумя ориентациями спина указал еще Гальперин [8], использовавший для их описания обобщение волновых функций Лафлина [9]. Последовавшие работы [10, 11] продемонстрировали, что предложенные Гальпериным волновые функции более актуальны для двухслойных ЭС. Действительно, позже оказалось, что наибольшее число состояний ДКЭХ с четным знаменателем (1/2 [12, 13],

* E-mail: dorozh@issp.ac.ru

3/2 [14], 1/4 [15], 5/4 [16, 17], 1/6 и 1/8 [18]) было экспериментально обнаружено в двухслойных ЭС, что определило специальный интерес к ним.

Эта статья посвящена изучению эволюции в магнитном поле свойств ЭС, образованных в нулевом поле двумя слоями электронов, расположенными около противоположных стенок широкой одиночной квантовой ямы [19]. Такие системы в дальнейшем будем называть двухслойными. При исследовании КЭХ в таких образцах периодически обнаруживались эффекты [20, 21], интерпретировавшиеся как переходы между различными состояниями исследуемой ЭС, описываемыми либо двухкомпонентными, либо однокомпонентными волновыми функциями. В отдельных работах были сделаны утверждения о спонтанном [22] или индуцированном параллельной компонентой магнитного поля [23] переходах между однослойными и двухслойными состояниями ЭС. Все эти заключения базировались на исследовании магнитотранспортных характеристик, преимущественно энергии активации диссипативной проводимости в состояниях КЭХ (т. е. несжимаемых состояниях всей ЭС). Единственный результат, характеризующий сжимаемые состояния ЭС, был получен в работе [23] вблизи состояний КЭХ при факторах заполнения $\nu = 1, 1/2$. Попытки исследовать изменения пространственного распределения электронов поперек квантовой ямы, вероятно сопровождающие такие переходы, не предпринимались. Такая возможность появилась с использованием метода, развитого в работе [24] для образцов с двумя затворами, расположенными по разные стороны квантовой ямы, и состоящего в измерении двух емкостей между ЭС и этими затворами. Отметим, что архитектура образцов с двумя затворами является довольно типичной при изучении двухслойных ЭС и позволяет в широких пределах изменять плотности электронов в слоях вплоть до полного обеднения одного из слоев, т. е. образования структуры с одним слоем электронов (обозначаемой 1L на рисунках).

В предыдущих наших работах [25, 26] с использованием этого метода был обнаружен индуцируемый магнитным полем переход из состояния ЭС с двумя слоями электронов (double-layer state, DLS) в слабых магнитных полях в однослойное состояние (single-layer state, SLS) в квантовом пределе по магнитному полю. В таком состоянии система демонстрирует КЭХ при заполнении одного или двух спиновых подуровней Ландау *всеми электронами системы* и удовлетворяет «емкостному критерию» [25] однослойного состояния системы, подробнее обсуждаемому ниже. В работе [26] было обнаружено гигантское перераспределение плотности электронов поперек квантовой ямы, сопровождающее такой переход.

В настоящей работе 1) обнаружено, что в квантовой яме шириной 50 нм наклон магнитного поля относительно нормали к плоскости ЭС приводит к появлению двухслойного состояния в квантовом пределе, определены условия возникновения такого состояния и наблюдено связанное с ним перераспределение электронной плотности; 2) наблюдены несжимаемые состояния при дробных факторах заполнения, меньших единицы в однослойном и двухслойном состояниях; 3) проведено сравнение областей существования одно- и двухслойных состояний на образцах с квантовыми ямами шириной 50 и 60 нм. Полученные результаты позволяют сформулировать условия, способствующие возникновению того или иного состояния, а также демонстрируют существование серии квантовых фазовых переходов между двухслойными и однослойными состояниями, происходящих при изменении магнитного поля.

Эксперименты были выполнены на образцах, изготовленных на основе двух гетероструктур GaAs/AlGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии и включающих в себя квантовые ямы GaAs шириной 50 или 60 нм. Дополнительно в процессе роста гетероструктуры выращивался сильно легированный слой GaAs (BG), расположенный ниже квантовой ямы на расстоянии d_{BG} от ее нижнего края и выполняющий роль полевого электрода (заднего затвора). Слой селективного легирования донорной примесью располагался за спейсором шириной d_s между ямой и поверхностью кристалла, отстоящей от верхнего края ямы на расстоянии d_{FG}. Соответствующие расстояния составляли (в нм): $d_{BG} = 1000$ (850), $d_{FG} = 120$ (140), $d_s = 91$ (65) для гетероструктуры с квантовой ямой шириной 50 (60) нм. Химическим травлением мезы формировалась планарная геометрия образцов в форме холловских мостиков с шириной канала 400 мкм и таким же расстоянием между двумя отводами к потенциальным контактам, расположенными друг против друга на обеих сторонах канала. Второй (передний) затвор (FG) создавался напылением металлической пленки на поверхность образца и перекрывал около 95% площади мезы, включая всю площадь канала, задействованную в магнитотранспортных измерениях. Задний затвор сохранялся на всей площади пластины. Омические контакты к образцам обеспечивали измерения электронного

транспорта в квантовой яме. При нулевых затворных напряжениях в обеих структурах существовал только один слой электронов (FL) около верхней стенки квантовой ямы, возникающий за счет стекания туда электронов из слоя доноров. Второй слой электронов (BL), расположенный около нижней стенки ямы, создавался в нулевом магнитном поле при приложении положительного напряжения $V_{BG} > V_{th}$ к заднему затвору. Возникновение этого слоя сопровождалось скачкообразным увеличением емкости C_{BG} между ЭС и этим затвором, изменение же емкости C_{FG} между ЭС и передним затвором было пренебрежимо мало [24, 26]. На основании изменения емкости C_{BG} определялось расстояние между двумя слоями. При нулевом затворном напряжении на переднем затворе пороговое напряжение $V_{th} \approx 0.65$ (0.15) В на образцах с квантовой ямой шириной 50 (60) нм. Изменение напряжения на затворах влияло почти исключительно на плотность электронов в слое, ближайшем к соответствующему затвору. Основная часть измерений проводилась при фиксированном значении постоянного напряжения на переднем затворе V_{FG}. При этом в образцах с квантовой ямой 50 нм удавалось изменять плотность электронов n_{BL} в нижнем слое от нуля до $16.5 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$ и проходить через точку баланса слоев при $n_{BL} = n_{FL} = 11.5 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$. Во всех образцах при всех плотностях электронов их средняя подвижность превышала значение $\mu_0 = 6 \cdot 10^6$ см^2/В·с.

Измерения были выполнены в криостате с откачкой паров ^{4}He и ^{3}He в диапазоне температур 0.5–4.2 К. В зависимости от температуры образец находился либо в жидком, либо в газообразном ^{3}He. Криостат был оборудован сверхпроводящим соленоидом с критическим магнитным полем 12 Тл. Образец монтировался на вращающейся платформе, обеспечивающей его поворот при низкой температуре между перпендикулярным и параллельным магнитному полю положениями плоскости квантовой ямы. Калибровка поворотной системы обеспечивала определение угла поворота с точностью около 2°. Более высокая точность (около 0.2°) достигалась измерениями константы Холла, определяемой компонентой магнитного поля, перпендикулярной плоскости квантовой ямы.

Бóльшая часть данных этой работы представляет собой результаты одновременных измерений емкостей C_{FG} и C_{BG} между ЭС и передним и задним затворами соответственно. Величины емкостей определялись на основании измерений низкочастотных импедансов между омическим контактом к ЭС и затворами. Для одновременных измерений двух импедансов постоянные затворные напряжения V_{FG} и V_{BG} дополнительно модулировались на двух разных низких (<100 Гц) частотах переменными напряжениями от генераторов двух фазочувствительных усилителей (lock-in-amplifier) SR 830. Переменный ток, текущий на ЭС, снимался с омического контакта и преобразовывался усилителем тока SR 570 в переменное напряжение, после чего каждая из двух частотных составляющих напряжения детектировалась соответствующим фазочувствительным усилителем SR 830. Емкость определялась из величины сигнала, сдвинутого по фазе на $\pi/2$ относительно напряжения модуляции. Такое ее определение становилось, однако, невозможным в хорошо выраженном режиме КЭХ на ряде целочисленных факторов заполнения, особенно при $\nu = 2$ и $\nu = 1$, в силу малой величины диссипативной проводимости ЭС, препятствующей изменению заряда на обкладке конденсатора (образованной этой системой) и приводящей к появлению большого синфазного сигнала. По этой причине соответствующие измерения выполнялись при повышенных температурах, когда синфазный сигнал был пренебрежимо мал. Если не удавалось добиться его достаточного подавления, данные для таких областей факторов заполнения исключались из представляемых кривых магнитоемкости. Электрическая схема измерений, а также метод определения величин паразитных емкостей подробно описаны в работах [24,25]. Измерения магнитотранспортных характеристик были выполнены на переменном токе низкой частоты по стандартной четырехконтактной методике.

На рис. 1 приведены магнитоемкости C_{BG}, измеренные на образце с квантовой ямой шириной 50 нм для нескольких значений напряжений V_{BG} на заднем затворе. Ключевыми результатами на этом рисунке являются следующие.

1) Изменения емкости в нулевом магнитном поле, отмеченные двусторонними стрелками и свидетельствующие о возникновении слоя электронов около нижней стенки квантовой ямы при $V_{BG} > V_{th} = 0.65$ В, как это уже обсуждалось выше.

2) Отсутствие зависимости емкости от напряжения V_{BG} в перпендикулярном магнитном поле (рис. 1a) в области квантового предела, отмеченной горизонтальной скобкой.

3) Исчезновение эффекта, описанного в п. 2, в наклонном магнитном поле (рис. 1b) и появление в

этой области максимума в емкости, амплитуда которого близка к величине изменения емкости в нулевом магнитном поле, обозначенного двусторонней стрелкой.

Если учесть эффект, описанный в п. 1, и упрощенно принять, что изучаемая величина емкости определяется согласно классической формуле только расстоянием между пластинами плоского конденсатора, результаты, представленные в пп. 2 и 3, приводят к следующим очевидным выводам. В перпендикулярном магнитном поле распределение электронов поперек ямы в области, отмеченной гоизонтальной скобкой, не зависит от затворного напряжения и, следовательно, остается таким же, как при $V_{BG} < V_{th}$, т. е. с единственным слоем электронов около верхней стенки ямы. В наклонном магнитном поле изменение емкости в максимуме повторяет такое же в нулевом магнитном поле, т. е. свидетельствует об образовании второго электронного слоя около нижней стенки ямы.

Однако, как давно установлено [27, 28], в емкость, измеряемую между двумерной ЭС и затвором и в основном описываемую классической формулой для плоского конденсатора, входит также квантовая поправка, определяемая сжимаемостью двумерной ЭС $K = n_s^{-2}(\partial\mu/\partial n_s)^{-1}$ (здесь μ — химический потенциал ЭС с плотностью электронов n_s). Эта величина равна нулю в состояниях, где происходит скачок химического потенциала через энергетическую щель в спектре (несжимаемые состояния), положительна в отсутствие межэлектронного взаимодействия и может становиться отрицательной вследствие обменно-корреляционных эффектов. Минимумы сжимаемости при целочисленных факторах заполнения приводят к минимумам емкости. Мелкие осцилляции магнитоемкости, наблюдаемые на рис. 1, связаны именно с этим эффектом. Не показанные полностью глубокие провалы на приводимых кривых обусловлены влиянием на измеряемую мнимую компоненту импеданса резистивных эффектов, обсуждавшихся выше. Результаты, приведенные на рис. 1*a*, демонстрируют наличие зависимости емкости от затворного напряжения как в области слабых квантовых осцилляций, так и в области состояний КЭХ при факторах заполнения двойка и единица. Для слабых осцилляций такой эффект присутствует даже в случае ЭС с одним слоем электронов ($V_{BG} < V_{th}$), так как при разных затворных напряжениях осцилляции с теми же факторами заполнения возникают в разных полях и, соответсвенно, имеют разную амплитуду. Если ре-

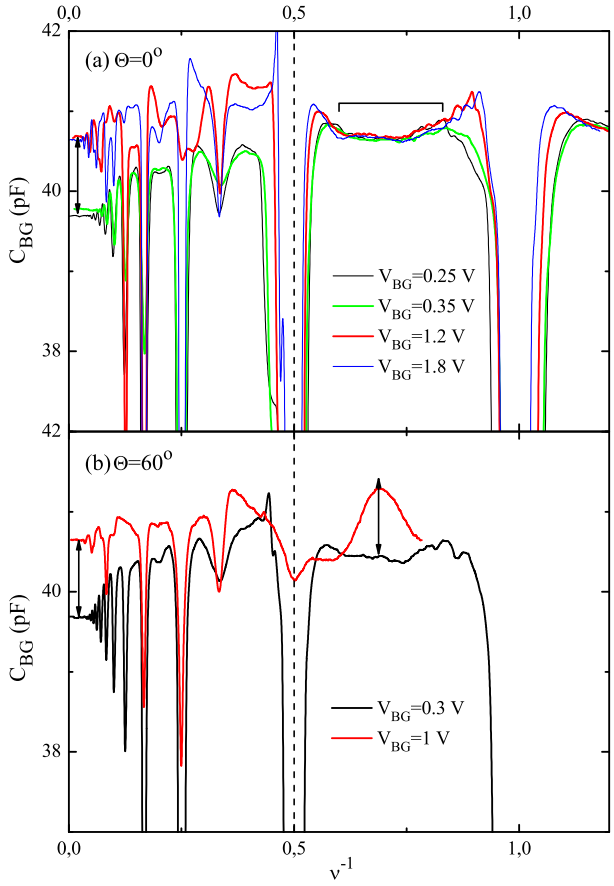

Рис. 1. Зависимости магнитоемкости C_{BG} между электронной системой в квантовой яме 50 нм и задним затвором для ряда затворных напряжений V_{BG}, указанных на рисунке. Кривые на панели *a* измерены в перпендикулярном (угол между нормалью к плоскости квантовой ямы и магнитным полем $\Theta = 0$), а на панели *b* в наклонном ($\Theta = 60°$) магнитных полях и представлены в функции обратной величины полного фактора заполнения ν, пропорциональной компоненте магнитного поля, перпендикулярной ЭС. *a*) Черная и зеленая (красная и синяя) кривые измерены в присутствии в яме в нулевом магнитном поле только одного слоя (двух слоев) электронов при $V_{BG} < V_{th}$ ($V_{BG} > V_{th}$). *b*) Черная и красная кривые измерены для случаев одного электронного слоя в системе и двух слоев в нулевом магнитном поле, аналогично кривым такого же цвета на панели *a*. Одинаковые по величине на обеих панелях двусторонние стрелки отмечают наблюдаемое изменение емкости, обсуждаемое в тексте. Горизонтальной скобкой выделена область, в которой емкость не зависит от затворного напряжения. Вертикальная штриховая линия при $\nu^{-1} = 0.5$ отмечает формальную границу области квантового предела по магнитному полю

зистивных эффектов, контролируемых по величине синфазного вклада в сигнал импеданса, можно избе-

жать, проводя измерения при повышенной температуре, то зависимость емкости от затворного напряжения сохранится в силу приведенной выше причины. Так что интерпретация данных на основании зависимости емкости от затворного напряжения в областях с квантовыми поправками к емкости становится неприменимой.

Нам, однако, удалось установить критерий однослойного состояния ЭС, применимый в образцах с двумя затворами и основанный на сравнении емкостей, измеряемых с двух разных затворов. Метод применим в отсутствие резистивных эффектов. Оказалось [25, 29, 30], что в случае, когда между затворами находится только один слой электронов, емкости между ЭС и разными затворами, которые могут различаться почти на порядок величины, после их нормировки на значения при любом магнитном поле совпадают во всем диапазоне полей и одинаково воспроизводят особенности, связанные с квантовыми поправками. Этот результат был получен расчетами для модельной системы [29,30] и подтвержден экспериментами на образцах с одним слоем электронов [25, 26, 30]. Таким образом, совпадение в целом интервале магнитных полей значений магнитоемкостей, измеренных между ЭС и разными затворами и нормированных в одной точке по магнитному полю, является свидетельством однослойного характера ЭС в этом интервале независимо от положения ЭС в квантовой яме. Такое свидетельство становится тем более убедительным при немонотонной зависимости емкостей от магнитного поля в соответствующем интервале. В работе [25] для образцов с квантовой ямой шириной 60 нм было установлено, что этот критерий выполняется в несжимаемых состояниях при $\nu = 2$ и $\nu = 1$, т.е. в этих состояниях ЭС является однослойной. Подобные исследования, выполненные для квантовой ямы шириной 50 нм [26], продемонстрировали существование однослойного состояния ЭС во всем диапазоне факторов заполнения $1 \leq \nu \leq 2$, включающем в себя как несжимаемые, так и сжимаемые состояния. Основным же результатом работы [26], как уже отмечалось выше, явилось наблюдение огромного различия в распределении плотности электронов поперек квантовой ямы в нулевом магнитном поле и квантовом пределе по полю.

На рис. 2 приведены результаты измерений нормированных магнитоемкостей $C_{FG,n}$ и $C_{BG,n}$ между ЭС и передним и задним затворами. Нормировка осуществлялась по формуле

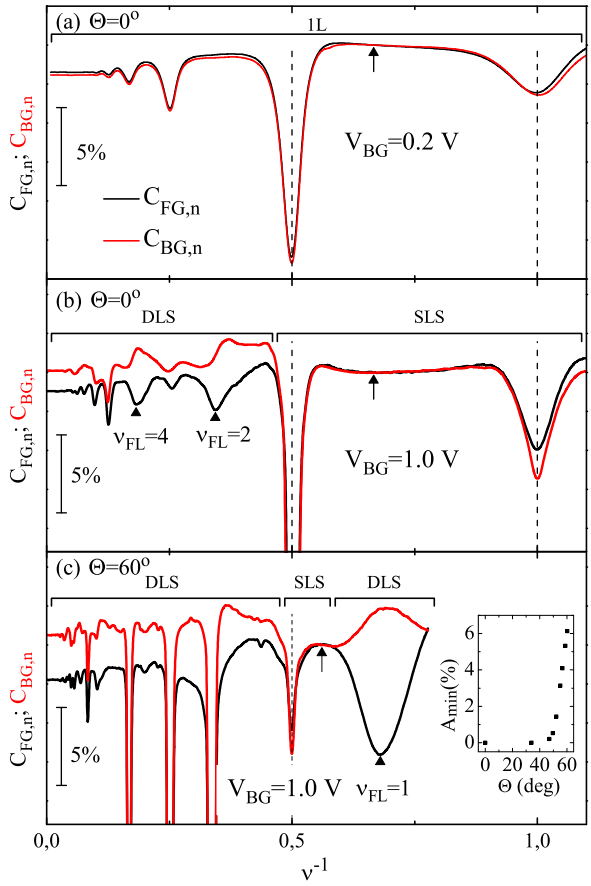

Рис. 2. Одновременно измеренные нормированные магнитоемкости $C_{FG,n}$ (черные кривые) и $C_{BG,n}$ (красные кривые) для образца с квантовой ямой шириной $W = 50$ нм в перпендикулярном магнитном поле (*a* и *b*) и в поле, отклоненном от нормали на угол $\Theta = 60^\circ$ (*c*). Величины затворного напряжения V_{BG} указаны на панелях. Данные на панели *a* приведены для случая одного электронного слоя в квантовой яме ($V_{BG} < V_{th}$) , а на панелях *b* и *c* — для случая двух слоев в нулевом магнитном поле ($V_{BG} > V_{th}$). Горизонтальными скобками отмечены области существования различных состояний в ЭС: 1L — один электронный слой (*a*), DLS — двухслойное состояние ЭС, образованной в нулевом магнитном поле двумя слоями электронов, SLS — однослойное состояние такой же системы, возникающее в квантовом пределе по магнитному полю (*b* и *c*). Вертикальными стрелками отмечены положения точек нормировки кривых. В этих точках $C_{FG,n} = C_{BG,n} = 1$. Черными треугольниками отмечены положения нескольких целочисленных факторов заполнения ν_{FL} в верхнем слое. Вертикальные штриховые линии проведены через полные факторы заполнения $\nu = 2$ и $\nu = 1$. На вставке к панели *c* представлена зависимость амплитуды минимума $C_{FG,n}$ при $\nu_{FL} = 1$ от угла наклона магнитного поля Θ. Напряжение на верхнем затворе $V_{FG} = 0$ В. При этом плотности электронов составляли (в единицах 10^{10} см$^{-2}$) $n_s = 11.8$ (*a*); $n_s = 17.3$, $n_{BL} = 5.5$ (*b*, *c*). Температура измерений 3 K (*a*) и 0.5 K (*b*, *c*)

$$C_{J,n}(\nu^{-1}) = \frac{C_J(\nu^{-1}) - C_{J,par}}{C_J(\nu_n^{-1}) - C_{J,par}}$$

(здесь J обозначает либо FG, либо BG), исключающей паразитные емкости $C_{J,par}$. Эти емкости составляли менее 10% (30%) от измеряемой величины емкости $C_{FG} \approx 300$ пФ ($C_{BG} \approx 60$ пФ). Точки нормировки ν_n^{-1} помечены вертикальными стрелками. Ясно, что выбор точки нормировки не принципиален в пределах, где кривые $C_{FG.n}$ и $C_{BG,n}$ совпадают. В случае ЭС с одним слоем электронов (рис. 2a) кривые $C_{FG,n}$ и $C_{BG,n}$ совпадают во всей области магнитных полей, что является убедительным доказательством применимости критерия однослойности ЭС, находящейся между затворами. Для этой пары кривых для нормировки могло бы быть выбрано любое значение ν_n^{-1}. Для двухслойной ЭС в перпендикулярном магнитном поле (рис. 2b) было выбрано значение $\nu_n^{-1} = 2/3$, наилучшим образом демонстрирующее области совпадения кривых $C_{FG,n}$ и $C_{BG,n}$ в интервале $1 \le \nu \le 2$. В соответствии с приведенной выше интерпретацией совпадения емкостных кривых на рис. 1a в части этого интервала, а также с выполнением критерия однослойности, демонстрируемого данными на рис. 2a, мы заключаем, что в области совпадения кривых $C_{FG,n}$ и $C_{BG,n}$ ЭС образует однослойное состояние и отмечаем эту область горизонтальной скобкой SLS. Данные в наклонном магнитном поле, приведенные на рис. 2c, демонстрируют появление в квантовом пределе по магнитному полю области, в которой критерий однослойного состояния нарушается. Если теперь вернуться к интерпретации максимума емкости на рис. 1b как результату появления слоя электронов около заднего затвора, то мы приходим к выводу, что в наклонном поле существует область, в которой ЭС восстанавливает двухслойную конфигурацию, близкую к существовавшей в нулевом магнитном поле. Мы отмечаем область, в которой нарушается критерий однослойности, горизонтальной скобкой DLS. Наблюдение магнитоосцилляций емкости $C_{FG,n}$ позволяет определить плотность электронов в переднем слое и положение несжимаемых состояний этого слоя при целочисленных факторах заполнения в нем. Оказывается, что экстремумы емкостей $C_{FG,n}$ и $C_{BG,n}$, являющиеся демонстрацией нарушения критерия однослойности, находятся в положении фактора заполнения единица в переднем слое, а минимум емкости $C_{FG,n}$, очевидно, отражает несжимаемость переднего слоя при этом факторе заполнения. Таким образом мы полагаем, что возникновение двухслойного состояния в квантовом пределе обусловлено

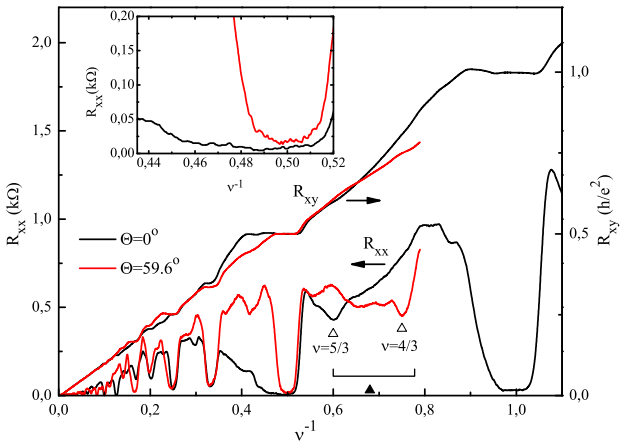

Рис. 3. Зависимости магнитосопротивления R_{xx} (левая ось) и холловского сопротивления R_{xy} (правая ось) в перпендикулярном магнитном поле (черные кривые) и при угле наклона поля $\Theta = 59.6^\circ$ (красные кривые). На вставке фрагменты кривых магнитосопротивления около $\nu = 2$ показаны в увеличенном масштабе. Горизонтальной скобкой выделена область двухслойного состояния (DLS), определенная на рис. 2c. Черным треугольником отмечено положение минимума магнитоемкости $C_{FG,n}$ на рис. 2c при $\nu_{FL} = 1$. Температура, затворные напряжения и плотности электронов такие же, как на рис. 2c

возникновением этого несжимаемого состояния, т. е. двухслойное состояние ЭС с несжимаемым состоянием в верхнем слое в наклонном магнитном поле оказывается энергетически более выгодным, чем сжимаемое однослойное состояние, наблюдаемое в перпендикулярном поле. Отметим, что в наклонном поле тем не менее наблюдается область полей, отмеченная горизонтальной скобкой SLS и включающая фактор заполнения $\nu = 2$, в которой критерий однослойности по-прежнему выполняется.

Отметим значительное уменьшение глубины минимума в измеряемой емкостной компоненте импеданса при факторе заполнения $\nu = 2$, происходящее при наклоне магнитного поля (сравни рис. 2b и 2c). На рис. 2b показана только часть этого минимума, влияние на которую активной компоненты импеданса пренебрежимо мало. Полная же амплитуда минимума равна примерно 80%. Как показали измерения обеих компонент импеданса, наблюдаемое гигантское уменьшение (примерно в 16 раз) глубины этого минимума связано именно с уменьшением активной составляющей импеданса. В такой ситуации представляется интересным определить, как наклон магнитного поля влияет на магнитотранспортные характеристики.

Такие результаты приведены на рис. 3. Основными эффектами наклона поля в области фактора заполнения $\nu = 2$ являются существенное (примерно в 2 раза) сужение холловского плато и увеличение магнитосопротивления в минимуме примерно в 3 раза. Сохранение КЭХ в наклонном магнитном поле подтверждает существование однослойного состояния (SLS) в области около фактора заполнения $\nu = 2$, отмеченного скобкой на рис. 2*c*. Отметим также изменение кривой магнитосопротивления в области, отмеченной горизонтальной скобкой. Если в перпендикулярном магнитном поле в этой области наблюдается минимум магнитосопротивления при факторе заполнения $\nu = 5/3$, то в наклонном поле этот минимум исчезает, но появляется минимум при $\nu = 4/3$, который может интерпретироваться как комбинированное состояние целочисленного КЭХ с фактором заполнения единица в слое с большей плотностью электронов (передний слой) и ДКЭХ с фактором заполнения 1/3 во втором слое [17]. Минимум же, наблюдаемый в перпендикулярном поле при $\nu = 5/3$, по видимому, является проявлением состояния ДКЭХ в однослойном состоянии ЭС.

Отметим, что сравнение изменений мнимой и действительной компонент низкочастотного импеданса с изменениями магнитосопротивления, происходящими при факторе заполнения $\nu = 2$ в наклонном магнитном поле, показывает, что измерения низкочастотного импеданса между затвором и контактом к ЭС является более чувствительным методом исследования малых величин магнитосопротивления в области его глубоких минимумов. Этот факт был продемонстрирован в работе [31], а такой метод использовался для исследования диссипативной компоненты магнитопроводимости в работе [32].

Сравним теперь поведение двухслойных систем в квантовых ямах разной ширины. Такие данные приведены на рис. 4 для случая перпендикулярного магнитного поля. Основным различием между данными на рис. 4*a* и 4*b* является существование в образце с квантовой ямой шириной 60 нм двух двухслойных состояний в квантовом пределе по магнитному полю ($\nu < 2$), связанных с несжимаемыми состояниями в верхнем слое при факторах заполнения в нем $\nu_{FL} = 1$ и $\nu_{FL} = 2/3$. Обсудим подробнее данные в правых частях панелей при $\nu < 1$. Наблюдаемые на рис. 4*a* при $\nu = 2/3$ совпадающие минимумы емкостей $C_{FG,n}$ и $C_{BG,n}$ показывают, что ЭС в этом образце остается однослойной при $\nu < 1$ и коллективное состояние ДКЭХ при $\nu = 2/3$

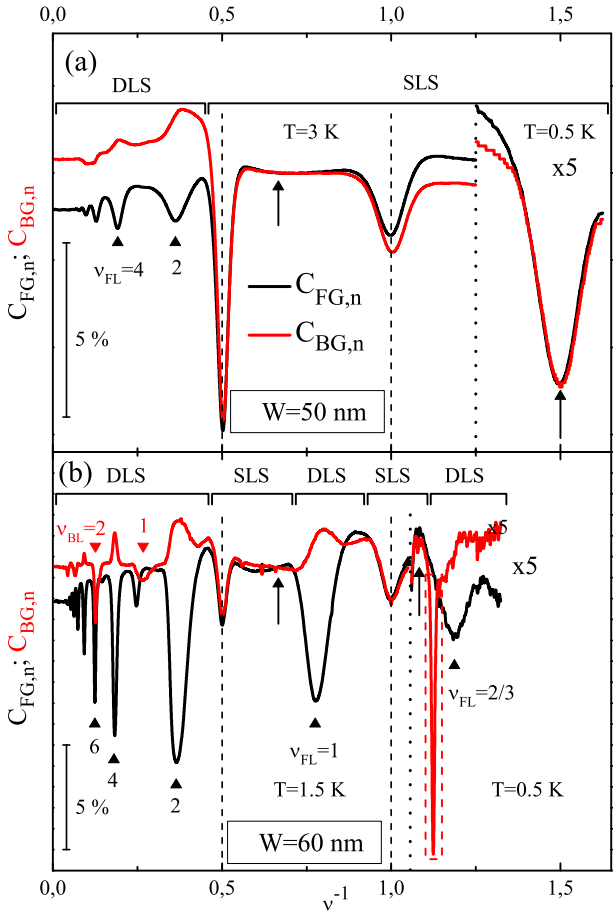

Рис. 4. Измеренные одновременно пары нормированных магнитоемкостей $C_{FG,n}$ (черные кривые) и $C_{BG,n}$ (красные кривые) для образцов с квантовой ямой шириной $W = 50$ нм (*a*) и $W = 60$ нм (*b*). Кривые измерены в перпендикулярном квантовой яме магнитном поле в условиях заполнения двух слоев в нулевом магнитном поле. Обозначения такие же, как на рис. 2*a* и 2*b*, красными треугольниками дополнительно отмечены положения некоторых факторов заполнения в заднем слое. Обе панели разделены на две части вертикальными пунктирными линиями. Кривые в левой части панели *a* (*b*) измерены при температуре 3 K (1.5 K), а в правой части — при температуре 0.5 K для той же комбинации затворных напряжений. Сигналы в правых частях панелей умножены на коэффициент 5. Нормировка кривых приведена в точках однослойного состояния, которые различаются в левой и правой частях панелей. Вертикальными штриховыми линиями отмечены минимумы емкостей на полных факторах заполнения $\nu = 2$ и $\nu = 1$. Затворные напряжения равнялись $V_{FG} = 0$ В, $V_{BG} = 1.2$ В (*a*) и $V_{FG} = -0.2$ В, $V_{BG} = 0.8$ В (*b*). При этом плотности электронов составляли (в единицах 10^{10} см$^{-2}$) $n_s = 16.7$, $n_{BL} = 4.6$ (*a*) и $n_s = 21.0$, $n_{BL} = 4.6$ (*b*)

формируется всеми электронами системы. В образце же с квантовой ямой шириной 60 нм (рис. 4*b*) несжимаемое состояние ДКЭХ наблюдается только в верхнем слое при факторе заполнения в нем $\nu_{FL} = 2/3$, т. е. ЭС является в этом случае двухслойной. Таким образом, эти результаты показывают, что несжимаемое дробное состояние в двухслойной ЭС может формироваться как всеми электронами, так и электронами одного слоя.

В заключение обсуждения результатов, приведенных на рис. 4, сделаем несколько необходимых пояснений. Данные, представленные в левых частях панелей были получены при температурах 3 и 1.5 K, чтобы избежать появления в несжимаемых состояниях синфазной составляющей в измеряемом импедансе и получить правильную величину емкости. В правой половине рис. 4*b* на кривой $C_{BG,n}$ присутствует паразитный минимум, выделенный красным штриховым прямоугольником. Этот минимум происходит от несжимаемого состояния при факторе заполнения единица в областях ЭС, перекрывающихся только с задним затвором (полоски, соединяющие исследуемую часть образца с контактными площадками и пр.) и имеющих более высокую плотность электронов, чем область образца под передним затвором. Такие области занимают не более 5% площади образцов.

На основании наших результатов можно сделать следующие выводы и предположения.

1) Формирование однослойного состояния происходит при переходе электронной системы в ультраквантовый предел по магнитному полю. По-видимому, этот эффект обусловлен исчезновением зависимости энергии Ферми от плотности электронов в одночастичном спектре Ландау (в пренебрежении малой величиной спинового расщепления в GaAs и уширением уровней Ландау за счет беспорядка) и отрицательной сжимаемостью электронных систем, связанной с обменно-корреляционными эффектами [33, 34].

2) Появление в этом пределе двухслойных состояний возможно при формировании в одном из слоев несжимаемого состояния в отсутствие сильной туннельной связи между слоями. Действительно, в образцах с квантовой ямой шириной 60 нм двухслойное состояние наблюдалось уже в перпендикулярном магнитном поле, в то время как в образцах с квантовой ямой шириной 50 нм, в которой туннельная связь между слоями сильнее, для его появления необходимо ослабление этой связи за счет параллельной компоненты магнитного поля [35].

3) Несжимаемое состояние одного электронного слоя, стимулирующее переход электронной системы в двухслойное состояние, может иметь как одночастичную (целочисленный фактор заполнения в слое), так и многочастичную (дробный фактор заполнения) природу.

4) При изменении магнитного поля в двухслойных электронных системах, создаваемых в широких квантовых ямах GaAs, наблюдается последовательность квантовых фазовых переходов между двухслойными и однослойными состояниями системы.

Благодарности. Авторы выражают свою большую благодарность В. Уманскому за изготовление использованных в этой работе гетероструктур GaAs/AlGaAs высокого качества.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 24-22-00312).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).

2. D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).

3. A. Sharma, A. C. Balram, and J. K. Jain, Phys. Rev. B **109**, 035306 (2024).

4. Sudipto Das, Sahana Das, and Sudhansu S. Mandal, Phys. Rev. Lett. **132**, 106501 (2024).

5. S. K. Singh, C. Wang, C. T. Tai, C. S. Calhoun, K. A. Villegas Rosales, P. T. Madathil, A. Gupta, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, and M. Shayegan, Nat. Phys. **20**, 1247 (2024).

6. A. A. Shevyrin, P. See, J. Griffiths, G. A. C. Jones, I. Farrer, D. A. Ritchie, and S. Kumar, Phys. Rev. B **112**, 085405 (2025).

7. J. K. Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989).

8. B. I. Halperin, Helv. Phys. Acta **56**, 75 (1983).

9. R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983).

10. D. Yoshioka, A. H. MacDonald, and S. M. Girvin, Phys. Rev. B **39**, 1932 (1989).

11. A. H. MacDonald, Surf. Sci. **229**, 1 (1990).

12. Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan, and D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).

13. J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L .N. Pfeiffer, K. W. West, and S. He, Phys. Rev. Lett. **68**, 1383 (1992).

14. Y. W. Suen, H. C. Manoharan, X. Ying, M. B. Santos, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **72**, 3405 (1994).

15. D. R. Luhman, W. Pan, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **101**, 266804 (2008).

16. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, and J. H. Smet, JETP Lett. **117**, 68 (2023) [С. И. Дорожкин, А. А. Капустин, И. Б. Федоров, В. Уманский, Ю. Х. Смет, Письма в ЖЭТФ **117**, 72 (2023)].

17. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, and J. H. Smet, JETP Lett. **122**, 417 (2025) [С. И. Дорожкин, А. А. Капустин, Ю. Х. Смет, Письма в ЖЭТФ **122**, 403 (2025)].

18. C. Wang, P. T. Madathil, S. K. Singh, A. Gupta, Y. J. Chung, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **134**, 046502 (2025).

19. Y. W. Suen, J. Jo, M. B. Santos, L. W. Engel, S. W. Hwang, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **44**, 5947 (1991).

20. Y. W. Suen, H. C. Manoharan, X. Ying, M. B. Santos, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **72**, 3405 (1994).

21. T. S. Lay, T. Jungwirth, L. Smrĉka, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **56**, R7092 (1997).

22. H. C. Manoharan, Y. W. Suen, T. S. Lay, M. B. Santos, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **79**, 2722 (1997).

23. M. A. Mueed, D. Kamburov, L. N. Pfeiffer, K. W. West, K. W. Baldwin, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **117**, 246801 (2016).

24. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, J. Appl. Phys. **123**, 084301 (2018).

25. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, and J. H. Smet, Phys. Rev. B **102**, 235307 (2020).

26. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, and J. H. Smet, JETP Lett. **117**, 938 (2023) [С. И. Дорожкин, А. А. Капустин, И. Б. Федоров, В. Уманский, Ю. Х. Смет, Письма в ЖЭТФ **117**, 935 (2023)].

27. T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J. Stiles, and M. Heiblum, Phys. Rev. B **32**, 2696(R) (1985).

28. S. Luryi, Appl. Phys. Lett. **52**, 501 (1988).

29. A. A. Kapustin, S. I. Dorozhkin, I. B. Fedorov, V. Umansky, and J. H. Smet, JETP Lett. **110**, 424 (2019) [А. А. Капустин, С. И. Дорожкин, И. Б. Федоров, В. Уманский, Ю. Х. Смет, Письма в ЖЭТФ **110**, 407 (2019)].

30. I. B. Fedorov, S. I. Dorozhkin, and A. A. Kapustin, J. Surf. Investig. **15**, 1168 (2021) [И. Б. Федоров, С. И. Дорожкин, А. А. Капустин, Поверхность №1̃1, 62 (2021)].

31. S. I. Dorozhkin, A. A. Shashkin, N. B. Zhitenev, and V. T. Dolgopolov, JETP Lett. **44**, 241 (1986) [С. И. Дорожкин, А. А. Шашкин, Н. Б. Житенев, В. Т. Долгополов, Письма в ЖЭТФ **44**, 189 (1986)].

32. V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, E. V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard, Phys. Rev. B **59**, 13235 (1999).

33. S. Nagano, K. S. Singwi, and S. Ohnishi, Phys. Rev. B **29**, 1209 (1984).

34. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **68**, 674 (1992).

35. J. Hu and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **46**, 12554 (1992).

Magnetic Field-Induced Quantum Phase Transitions in Bilayer Electron Systems In Wide Quantum Wells

S. I. Dorozhkin [a], ***A. A. Kapustin*** [a], ***J. H. Smet*** [b]

[a] Yu. A. Osipyan Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences
142432, Chernogolovka, Moscow Region, Russia
[b] Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
D-70569, Stuttgart, Germany

Abstract

Using capacitive and magnetotransport methods, electron systems in GaAs quantum wells of width $W = 50$ and 60 nm, formed in a zero magnetic field by two layers of two-dimensional electrons, were studied. It was found that in the magnetic field quantum limit (i. e., at total filling factors $\nu \lesssim 2$ of the spin sublevels of the Landau spectrum), such systems make transition to single-layer states with the quantum Hall effect (QHE) at $\nu = 2$, 1, and 2/3. Hence, these incompressible (due to a gap in the energy spectrum) QHE states are formed by all electrons of the system. It was found that in 50 nm wide quantum wells, when the magnetic field is tilted from the normal to the quantum well plane, in the region of filling factors $1 < \nu < 2$, a two-layer state can additionally arise. This state is caused by the formation of an incompressible state by electrons of a higher-density layer when they fill only one lower spin sublevel (i. e., when the filling factor in this layer is $\nu_{FL} = 1$). In a 60 nm quantum well, such a two-layer state also exists in a perpendicular field, as well as when $\nu_{FL} = 2/3$. The conditions are determined when a sequence of quantum phase transitions between the two-layer and single-layer states of electron systems occurs in varying magnetic field.

Keywords: quantum phase transitions in magnetic field, bilayer electron systems

Acknowledgements. The authors thank V. Umansky for high quality GaAs/AlGaAs heterostructures.

Funding. The work was financially supported by the Russian Science Foundation (project 24-22-00312).

Conflict of interest. The authors declare no conflict of interest.

Author's contributions. The contribution of the authors is equivalent.