Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 1, с. 72 – 79

Необычные состояния дробного квантового эффекта Холла в широкой квантовой яме

С. И. Дорожкин[+1)], *А. А. Капустин*[+], *И. Б. Федоров*[+], *В. Уманский*[*], *Ю. Х. Смет*[×]

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

[*]*Department of Physics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel*

[×]*Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstrasse 1, D-70569 Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 8 ноября 2022 г.
После переработки 23 ноября 2022 г.
Принята к публикации 24 ноября 2022 г.

Выполнены исследования двухслойной электронной системы, реализующейся в квантовой яме GaAs шириной 60 нм и имеющей большую разность плотностей электронов в слоях. Обнаружено, что наклон магнитного поля относительно нормали к плоскости системы приводит к исчезновению состояний целочисленного квантового эффекта Холла при значениях полного фактора заполнения уровней Ландау единица и двойка и возникновению состояний дробного квантового эффекта Холла в промежутке между этими факторами заполнения. Состояния дробного квантового эффекта Холла обнаружены на факторах заполнения ν_F как с нечетными знаменателями ($\nu_F = 4/3, 10/7, 6/5$), так и на факторе заполнения $\nu_F = 5/4$. При развертке магнитного поля могут наблюдаться несколько различных состояний. Обнаруженные состояния дробного квантового эффекта Холла объясняются как комбинированные состояния с одинаковым значением фактора заполнения, равным единице, в слое большей плотности и с факторами заполнения $\nu_F - 1$ в слое меньшей плотности. Эти состояния реализуются в результате перераспределения электронов между слоями, происходящего при изменении магнитного поля. Предполагается, что возникновение состояния на факторе заполнения $\nu_F = 5/4$ с четным знаменателем обусловлено доминированием межслоевого электрон-электронного взаимодействия по сравнению с внутрислоевым для электронов слоя меньшей плотности.

DOI: 10.31857/S123456782301010X, EDN: nvsrmf

В двухслойных электронных системах (ЭС), создаваемых в двойных [1] и широких [2] квантовых ямах GaAs, а также в двойных слоях на основе графена [3, 4], условия возникновения состояний квантового эффекта Холла (КЭХ) существенно меняются по сравнению с однослойными двумерными электронными системами. В двухслойных системах в формировании состояний КЭХ почти всегда существенную роль играют эффекты межэлектронного взаимодействия, включающие корреляцию между электронами разных слоев. В результате в таких системах наблюдаются состояния дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) на полных факторах заполнения разрешенных по спину уровней Ландау ν_F как с обычными нечетными, так и с четными знаменателями, таких как $\nu_F = 1/2$ [5, 6] и $\nu_F = 1/4$ [7, 8]. Кроме того, в них возникает необычное состояние целочисленного КЭХ на факторе заполнения единица с уникальными транспортными характеристиками, связываемыми с образованием экситонного конденсата (см. обзор [9] для двойных GaAs квантовых ям и недавние работы [10, 11] для двойных слоев на основе графена).

Другой отличительной особенностью состояний КЭХ в двухслойных электронных системах является сложное поведение в магнитном поле, отклоненном от нормали к плоскости системы, когда могут существенно меняться факторы заполнения наблюдаемых состояний. Такой эффект ярко проявился в сбалансированных (имеющих одинаковую плотность электронов) двойных слоях, создаваемых в широких квантовых ямах GaAs [12, 13]. Наблюдавшиеся в этих работах в наклонном магнитном поле новые состояния ДКЭХ интерпретировались [12] как результат спонтанного нарушения баланса вледствие перераспределения электронов между слоями и формирования комбинированных состояний ДКЭХ из подходящих состояний отдельных слоев. Отметим, что первое наблюдение состояния ДКЭХ на полном факторе заполнения 1/4 [7] также было выполнено в наклонном магнитном поле на образце с широкой квантовой ямой.

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

Данная работа посвящена изучению сильно разбалансированных двухслойных электронных систем. В ней реализованы условия, когда ближайшими соседями электронов слоя с меньшей плотностью оказываются электроны другого слоя и, таким образом, можно ожидать, что для этих электронов межслоевое кулоновское взаимодействие оказывается сильнее внутрислоевого. Отметим, что такое условие нельзя реализовать в сбалансированной системе с конечным расстоянием между слоями из-за одинаковости расстояний между электронами в обоих слоях.

Нами исследовано влияние наклонного магнитного поля на состояния КЭХ в разбалансированной двухслойной электронной системе, создаваемой в квантовой яме GaAs шириной 60 нм и имеющей отношение плотностей электронов в разных слоях в нулевом магнитном поле, большее 2.4. Обнаружено, что состояния КЭХ на полных факторах заполнения $\nu = 1$ и 2, доминирующие в перпендикулярном магнитном поле, исчезают при наклоне поля на угол Θ в $30-50^{\circ}$, величина которого зависит от значения фактора заполнения и соотношения плотностей электронов в разных слоях. Вместо них возникают состояния ДКЭХ при значениях факторов заполнения $\nu_F = 4/3, 10/7, 6/5$ и $5/4$, соответствующие квантовым числам $q = 3/4, 7/10, 5/6$ и $4/5$ в холловском сопротивлении $R_{xy} = qh/e^2$. Наиболее примечательным является наблюдение состояния ДКЭХ с квантовым числом $4/5$, свидетельство о существовании которого до сих пор было получено только при измерениях диссипативной проводимости, выполненных в сбалансированных двойных слоях графена на образцах геометрии Корбино [3]. Использование в нашей работе комбинации магнетотранспортных и магнетоемкостных измерений позволило характеризовать распределение электронов между слоями и установить комбинированный характер наблюдающихся состояний ДКЭХ. Полученные результаты указывают на изменение характера электронных корреляций в наклонном поле и перераспределение электронов между слоями при изменении величины поля. В результате такого перераспределения реализуются комбинированные состояния ДКЭХ на факторах заполнения ν_F, соответствующие фактору заполнения единица в слое с большей плотностью электронов ($\nu_{ul} = 1$) и фактору $\nu_{dl} = \nu_F - 1$ в слое малой плотности. Насколько нам известно, это первое сообщение о наблюдении различных комбинированных состояний ДКЭХ при сканировании магнитного поля, соответствующих одинаковому значению фактора заполнения в одном из слоев. Наблюдение состояния на факторе заполнения $5/4$ свидетельствует о влиянии слоя с фактором заполнения единица на внутрислоевое электрон-электронное взаимодействие в соседнем слое.

Эксперименты были выполнены на двух образцах, изготовленных из одной пластины гетероструктуры GaAs/AlGaAs с квантовой ямой GaAs шириной 60 нм, расположенной на глубине 140 нм от поверхности гетероструктуры. Полученные на разных образцах результаты были идентичны. Селективное легирование, обеспечивающее заполнение ямы электронами, в использованной гетероструктуре было выполнено над ямой на расстоянии 65 нм от ее верхней границы. Такое легирование приводило к сильной исходной асимметрии ямы. По обе стороны ямы создавались полевые электроды (затворы). Нижний затвор был образован сильно легированным слоем GaAs, изготавливавшимся в процессе роста гетероструктуры, и располагался на расстоянии 850 нм от нижнего края ямы. Верхний затвор создавался напылением тонкой металлической пленки на поверхность гетероструктуры. При нулевых затворных напряжениях около верхней стенки квантовой ямы существовала двумерная электронная система (далее верхний слой) с плотностью $n_u = 18 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ и подвижностью $\mu_u = 11 \times 10^6\,\text{см}^2/\text{В.с}$. Для достижения интересующих нас факторов заполнения в наклонном магнитном поле большинство измерений было выполнено при напряжении на верхнем затворе $V_{ug} = -0.2\,\text{В}$. При таком значении V_{ug} второй двумерный слой ЭС (далее нижний слой) возникал около нижней стенки ямы при подаче на нижний затвор напряжения V_{dg}, большего $+0.15\,\text{В}$, и полной плотности электронов $n_t > 16.5 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$. Утечки на затворы, а также эффект нестабильности электронной плотности ограничивали область изменения полной плотности в исследованных образцах при наличии в них двух слоев диапазоном от $n_t = 14 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ до $n_t = 24 \times 10^{10}\ \text{см}^{-2}$. Все измерения были выполнены в этом диапазоне, где указанные артефакты были несущественны. Образцы имели геометрию холловских мостиков. Омические контакты к обоим слоям создавались диффузией сплава NiGeAu. Использованная электрическая схема позволяла одновременно измерять магнетосопротивление и холловское сопротивление образца, а также электрические емкости между обоими затворами и электронной системой. Детальное описание исследованных образцов и измерительной схемы приведено в работе [14]. В слабых магнитных полях на зависимостях емкостей от поля наблюдались минимумы при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау электронами слоя, ближайшего к данному затвору, что позволяло непосредственно определять плотность электронов в каждом из слоев [14] и регистрировать ее изменение при изменении величины поля. Значения плотности электронов в нижнем слое n_d, определенные на основании измерений емкости между нижним затвором и ЭС в слабых магнитных полях, приведены на рис. 1–4 вместе с полной плотностью электронов n_t, определявшейся из положений хорошо выраженных состояний целочисленного КЭХ. Минимумы обеих емкостей, одновременно наблюдавшиеся в сильном перпендикулярном магнитном поле на полных факторах заполнения, равных единице и двойке, свидетельствовали о формировании однослойного состояния ЭС в соответствующих состояниях КЭХ [15]. Образец монтировался на поворотную платформу, обеспечивающую плавный наклон плоскости квантовой ямы относительно направления магнитного поля сверхпроводящего соленоида с величиной критического поля 12 Тл. Угол поворота был откалиброван с точностью 2°. Более высокая точность определения угла поворота ($\sim 0.2°$) могла быть получена из сравнения величин холловского сопротивления в перпендикулярном и наклонном полях. Образец размещался в жидком ^{3}He. Измерения проводились при температуре 0.5 K, получаемой откачкой паров ^{3}He.

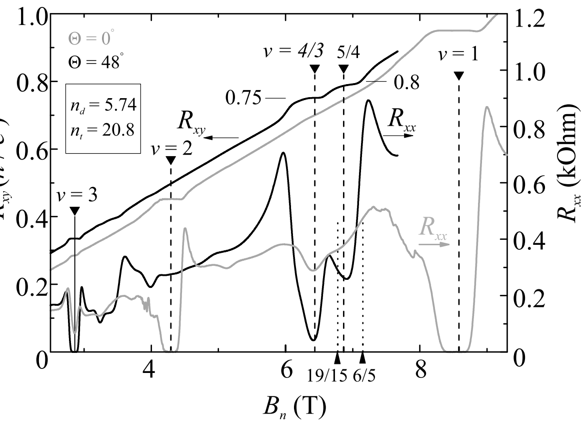

Рис. 1. Магнетосопротивление R_{xx} (правая шкала) и холловское сопротивление R_{xy} (левая шкала) в функции нормальной к плоскости квантовой ямы компоненты магнитного поля B_n для двух углов между направлением поля и нормалью к квантовой яме: $\Theta = 0°$ (светлые сплошные кривые) и $\Theta = 48°$ (темные кривые). Светлая кривая холловского сопротивления в перпендикулярном поле для ясности сдвинута вниз на 0.05. Вертикальными пунктирными и точечными прямыми показаны положения обсуждаемых в тексте факторов заполнения ν и ν_F, определенные из положения состояния целочисленного квантового эффекта Холла при $\nu = 3$. Горизонтальными отрезками отмечены квантованные значения холловского сопротивления для состояний дробного квантового эффекта Холла с квантовыми числами 3/4 и 4/5. На рисунке приведены величины плотности электронов в нижнем слое n_d в слабых магнитных полях и полной плотности электронов в ЭС n_t (обе величины в единицах 10^{10} см$^{-2}$)

На рисунке 1 приведено сравнение магнетотранспортных (магнетосопротивление R_{xx} и холловское сопротивление R_{xy}) кривых, измеренных в перпендикулярном и наклонном магнитных полях. Прежде всего, отметим полное исчезновение состояния КЭХ на факторе заполнения двойка в наклонном поле. Такое же исчезновение наблюдается и на факторе заполнения единица, как это будет продемонстрировано ниже. Эффект подавления КЭХ в наклонном магнитном поле при $\nu = 1$ и 2 наблюдался ранее в двухслойных электронных системах, создаваемых как в двойных, так и в широких квантовых ямах. Однако его проявление в сильной степени зависит от различных условий, одним из которых является сбалансированность двухслойной электронной системы. Так, например, в работе [16], выполненной на образцах с двойными квантовыми ямами, подавление квантового эффекта Холла на факторе заполнения двойка наблюдалось только в случае несбалансированной системы. В работах же [12, 13] в широкой квантовой яме наблюдалось только исчезновение состояния КЭХ с $\nu = 1$. Здесь мы лишь отметим наблюдаемое нами одинаковое поведение состояний КЭХ с $\nu = 2$ и $\nu = 1$ в наклонном поле, основным же результатом этой работы является появление в таком поле необычных состояний ДКЭХ. На рисунке 1 в наклонном поле наблюдаются два состояния ДКЭХ, наиболее соответствующие факторам заполнения $\nu_F = 4/3$ и $\nu_F = 5/4$. Последнее из этих состояний до сих пор в полупроводниковых гетероструктурах на основе GaAs не наблюдалось. В работах [12, 13] сообщалось о возникновении в наклонном поле состояний ДКЭХ на факторах заполнения как с четными ($\nu_F = 4/5, 6/5$), так и с нечетными ($\nu_F = 11/15, 19/15$) *числителями*, наблюдавшемся в исходно сбалансированной двухслойной ЭС в широкой квантовой яме GaAs. Эти состояния возникали в дополнение к состояниям на факторах заполнения $\nu_F = 2/3$ и 4/3, существующим и в перпендикулярном поле. Все эти состояния интерпретировались как комбинированные состояния ДКЭХ в разных слоях. Состояния с четными числителями могут быть реализованы в сбалансированном состоянии ЭС. Для объяснения же состояний с нечетными числителями было предположено, что они возникают в результате спонтанного нарушения баланса, сопровождающегося перераспределением электронов между слоями.

Так состояние на факторе заполнения $\nu_F = 11/15$ ($\nu_F = 19/15$) приписывалось комбинации состояний $\nu_{F1} = 1/3$ и $\nu_{F2} = 2/5$ ($\nu_{F1} = 2/3$ и $\nu_{F2} = 3/5$) в разных слоях. Отметим здесь, что дробь $19/15$ отличается от $5/4$ на $1.3\,\%$. Положения факторов заполнения $\nu_F = 19/15$ и $6/5$ также отмечены на рис. 1 и хуже описывают положение правого из пары соседних минимумов на кривой $R_{xx}(B_n)$ в наклонном поле, которое мы отождествляем с $\nu_F = 5/4$. Обсуждение возможной природы наблюдаемых нами состояний ДКЭХ будет приведено ниже.

Эволюция состояний КЭХ при наклоне магнитного поля показана на рис. 2, где холловское сопро-

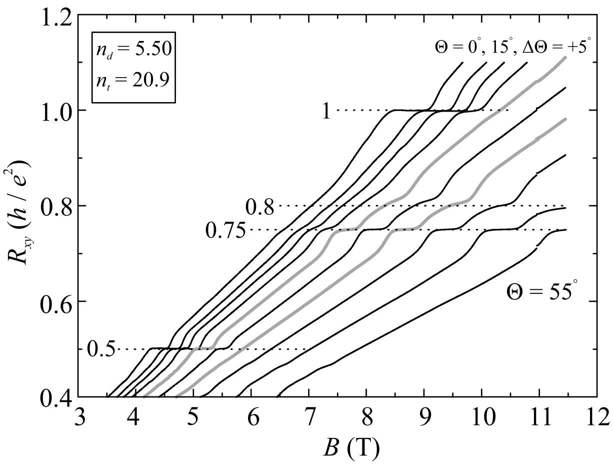

Рис. 2. Зависимости холловского сопротивления R_{xy} от полной величины магнитного поля для различных углов наклона Θ. Самая левая кривая измерена при $\Theta = 0°$, а соседняя – при $\Theta = 15°$. Все последующие кривые измерены с шагом по углу наклона $\Delta\Theta = 5°$. Горизонтальными пунктирными линиями отмечены уровни, на которых наблюдается эффект квантования холловского сопротивления. Двумя светлыми линиями показаны кривые, демонстрирующие исчезновение состояний КЭХ с $R_{xy} = 1 \times h/e^2$ и $R_{xy} = 1/2 \times h/e^2$

тивление, измеренное при разных углах Θ, представлено в функции полного магнитного поля. В таком представлении средний наклон холловских кривых пропорционален косинусу угла Θ. Хорошо выраженные горизонтальные участки кривых соответствуют квантованным значениям холловского сопротивления. Для приведенных данных квантовое плато с $R_{xy} = 1 \times h/e^2$ исчезает при $\Theta \approx 30°$, а с $R_{xy} = 1/2 \times h/e^2$ при $\Theta \approx 40°$. В то же время видно появление холловского плато с $R_{xy} = 3/4 \times h/e^2$ при $\Theta \approx 25°$ и плато, значение холловского сопротивления на котором стремится к $R_{xy} = 4/5 \times h/e^2$ по мере увеличения угла наклона магнитного поля при $\Theta > 30°$.

Изменение плотности электронов в ЭС и ее исходного распределения между слоями приводит к изменению наблюдаемых состояний ДКЭХ. Так, помимо состояний на факторах заполнения $\nu_F = 4/3$ и $5/4$, представленных на рис. 1 и 2, нам удалось наблюдать состояния ДКЭХ на факторах заполнения $\nu_F = 10/7$ и $6/5$ (см. рис. 3 и 4). Понять условие возникнове-

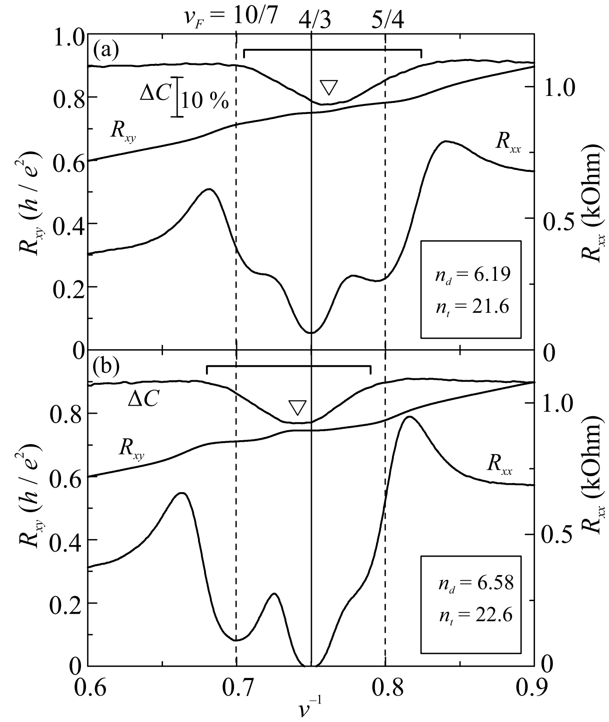

Рис. 3. Зависимости холловского сопротивления R_{xy} (левая шкала), магнетосопротивления R_{xx} (правая шкала) и изменения ΔC емкости между верхним затвором и ЭС от обратной величины полного фактора заполнения $\nu^{-1} = eB_n/hcn_t$, пропорциональной перпендикулярной компоненте магнитного поля. Данные, приведенные на рис. (a) и (b), получены при различных величинах плотности электронов в слоях, указанных на рисунках. Все кривые на каждой из панелей измерены одновременно при сканировании магнитного поля, наклоненного на угол $\Theta = 40°$, и при температуре $T = 0.5$ К. Положения дробных факторов заполнения $\nu_F = 10/7$, $4/3$ и $5/4$ отмечены вертикальными линиями. Полные ширины минимумов в емкости показаны горизонтальными отрезками, а положения экстремумов указаны открытыми треугольниками

ния тех или иных состояний нам удалось на основании измерений емкостей между затворами и ЭС. Эти измерения показали, что все перечисленные состояния ДКЭХ возникают в области широкого минимума в емкости между верхним затвором и электронной системой, соответствующего фактору заполнения единица в верхнем слое с большей плотностью

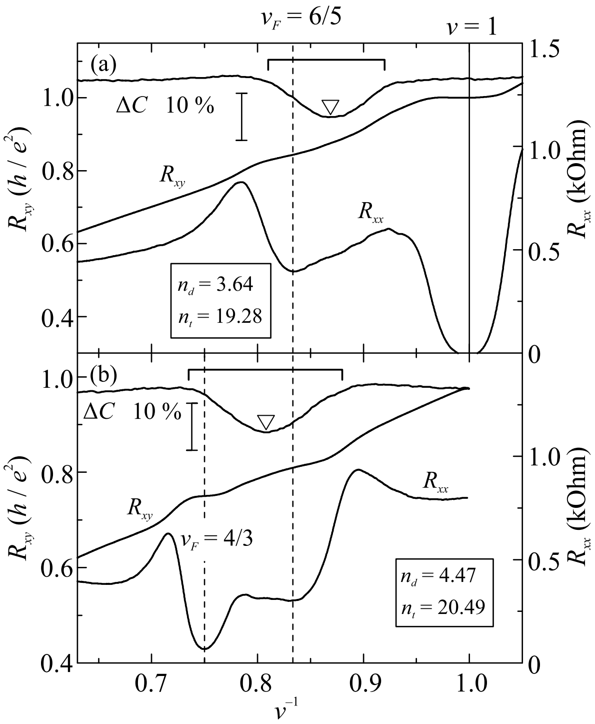

Рис. 4. Экспериментальные кривые, аналогичные приведенным на рис. 3, измеренные при $\Theta = 40^\circ$ и существенно меньших значениях плотности электронов n_d, при которых наблюдается состояние ДКЭХ на факторе заполнения $\nu_F = 6/5$ и может отсутствовать состояние с $\nu_F = 4/3$ (панель (a))

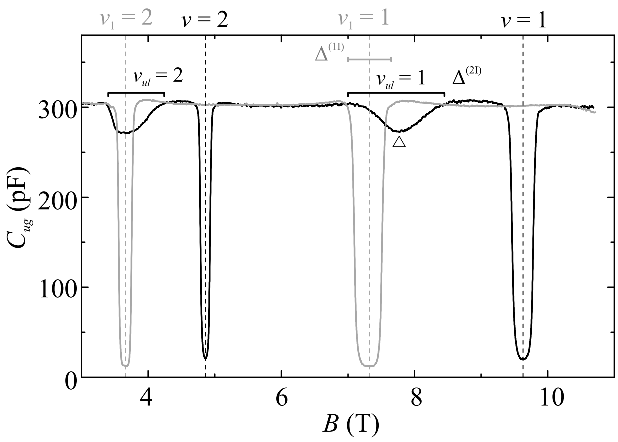

Рис. 5. Зависимости емкости C_{ug} между верхним затвором и ЭС от перпендикулярного магнитного поля в случаях заполнения только одного слоя (светлая кривая) и двух слоев (темная кривая). Глубокие минимумы в емкости соответствуют целочисленным факторам заполнения уровней Ландау всеми электронами системы. Их положения отмечены штриховыми вертикальными линиями со значениями полных факторов заполнения в однослойном (ν_1) и двухслойном (ν) состояниях. Отрезками с надписями $\nu_{ul} = 1$ и 2 показаны полные ширины минимумов в емкости, соответствующие указанным около них значениям факторов заполнения ν_{ul} в верхнем слое двухслойной ЭС. Треугольником отмечено положение экстремума в минимуме с $\nu_{ul} = 1$, соответствующем минимумам, представленным на рис. 3 и 4. Ширина этого минимума обозначена $\Delta^{(2l)}$. Для сравнения светлым горизонтальным отрезком представлена полная ширина $\Delta^{(1l)}$ минимума в емкости в однослойном состоянии при $\nu_1 = 1$

электронов (о минимумах в емкости между затворами и двухслойной ЭС подробнее см. работы [14, 15] и рис. 5). Этот результат иллюстрируется данными на рис. 3 и 4, полученными для каждого рисунка *одновременно* при одной развертке магнитного поля. Основными критериями появления того или иного состояния ДКЭХ является его попадание в область минимума в емкости и близость к центру этого минимума, отмеченному на рис. 3 и 4 треугольником. Так на рис. 3 смещение треугольника влево приводит к исчезновению правого минимума в магнетосопротивлении ($\nu_F = 5/4$) и появлению хорошо выраженного левого минимума ($\nu_F = 10/7$) при одновременном сохранении доминирующего центрального минимума ($\nu_F = 4/3$), ближайшего к положению треугольника. Справедливость сформулированных критериев подтверждается данными на рис. 4. В этом случае доминирующее на рис. 3 состояние при $\nu_F = 4/3$ не наблюдается, когда оказывается за пределами минимума (рис. 4a), и опять становится доминирующим (в этом случае по сравнению с состоянием $\nu_F = 6/5$, присутствующим на обеих панелях), когда попадает в эти пределы (рис. 4b).

Обсудим теперь причину установленной корреляции между положениями минимумов в емкости и состояний ДКЭХ. Хорошо известно, что при увеличении магнитного поля и достижении любого целочисленного фактора заполнения химический потенциал двумерной электронной системы испытывает скачок вниз на более низкий уровень Ландау (спиновый подуровень в случае фактора заполнения единица). Это соответствует минимуму в сжимаемости электронной системы, проявляющемуся в минимуме квантовой добавки к емкости полевого транзистора с двумерной электронной системой [17, 18]. Дополнительный (и часто основной) вклад в амплитуду минимума в измеряемой емкости могут давать резистивные эффекты, связанные с большими временами изменения заряда двумерной ЭС в состоянии КЭХ вследствие малой величины ее диссипативной проводимости [19]. В случае двух слоев с разной плотностью электронов, находящихся в равновесии, такой скачок химического потенциала, происходящий в одном из слоев, приводит к переходу электронов в этот слой из соседнего, поддерживая в нем целочисленное значение фактора заполнения. Такой эффект приводит к значительному уширению по магнитному полю соответствующих несжимаемых состояний в отдельном слое, наблюдавшемуся в образцах с двойными квантовыми ямами в работах [20–22] и получившему приведенное выше объяснение в работе [22]. Аналогичный эффект естественным образом присутствует и в изученных здесь образцах с двухслойной системой в широкой квантовой яме, как это демонстрирует рис. 5. На этом рисунке приведены емкостные кривые, измеренные между верхним затвором и ЭС при заполнении только верхнего слоя (светлая кривая) и заполнении двух слоев (темная кривая). На темной кривой присутствуют два типа минимумов. Глубокие минимумы соответствуют целочисленным значениям $\nu = 1$ и 2 факторов заполнения разрешенных по спину уровней Ландау всеми электронами двухслойной системы (полных факторов заполнения), а минимумы меньшей амплитуды – таким же значениям факторов заполнения ν_{ul} электронами верхнего слоя [22, 15]. Обе кривые измерены практически при одинаковой исходной плотности электронов в верхнем слое, что очевидно из совпадения положений минимумов в емкости, соответствующих фактору заполнения $\nu_1 = 2$ в однослойной системе и фактору заполнения $\nu_{ul} = 2$ в верхнем слое двухслойной системы. Так как однослойная система фактически образована верхним слоем электронов, единственное качественное различие между состояниями с одинаковыми значениями ν_1 и ν_{ul} состоит в существовании в последнем случае второго (нижнего) слоя электронов. Малая глубина минимумов в емкости при целочисленных ν_{ul} обусловлена экранировкой электрического поля затвора вторым слоем. Отметим также, что, как это было установлено экспериментально, резистивные эффекты дают заметный вклад в амплитуду глубоких минимумов в емкости и отсутствуют в области мелких минимумов. Ключевым обстоятельством для нашего анализа является значительная разница полной ширины глубоких и мелких минимумов, соответствующих одинаковым значениям факторов заполнения ν_1 и ν_{ul}. Так для данных на рис. 5 $\Delta^{(2l)}/\Delta^{(1l)} > 2$. Заметим также, что ширины минимумов на полных факторах заполнения ν меньше ширин минимумов на факторах ν_1, имеющих такие же значения. Большая ширина мелких минимумов как раз обусловлена поддержанием целочисленного значения фактора заполнения в верхнем слое при изменении магнитного поля за счет перехода электронов из нижнего слоя. Таким образом, в этом случае фактически реализуется КЭХ в системе с электронным резервуаром [23, 24], роль которого выполняет нижний слой с меньшей плотностью электронов. Относительное изменение плотности электронов в верхнем слое в пределах минимума с $\nu_{ul} = 1$ может быть оценено из следующего соотношения: $\Delta n_u/n_u \approx (\Delta^{(2l)} - \Delta^{(1l)})/\tilde{B}$, где $\tilde{B}$ – магнитное поле в центре минимума. Такая оценка для данных на рис. 5 дает значение около 10 %. Так как плотность электронов в нижнем слое в разы меньше, то относительное уменьшение плотности электронов в нем существенно больше, в результате чего в пределах одного минимума в емкости оказывается возможным достижение различных дробных факторов заполнения в нижнем слое, как это демонстрируют данные на рис. 3 и 4.

Следовательно, наблюдаемые нами в этой работе необычные состояния ДКЭХ естественно интерпретировать как комбинированные состояния КЭХ с фактором заполнения единица в верхнем слое и факторами заполнения $\nu_F - 1$ в нижнем слое. Таким образом, мы можем констатировать, что в нашем случае в слое меньшей плотности реализуются состояния ДКЭХ на факторах заполнения 1/3, 1/5, 3/7 с нечетными знаменателями и факторе заполнения 1/4. В рамках предложенного объяснения нетрудно вычислить величину изменения плотности электронов в слоях Δn, происходящего при развертке магнитного поля между двумя состояниями ДКЭХ на факторах заполнения ν_{F1} и ν_{F2} ($\nu_{F1} < \nu_{F2}$). Для верхнего слоя это изменение описывается формулой

$$\Delta n_u = e\left(B_n(\nu_{F1}) - B_n(\nu_{F2})\right)/hc = n_t(\nu_{F1}^{-1} - \nu_{F2}^{-1}), \tag{1}$$

где n_t – полная плотность электронов в ЭС. Для нижнего слоя $\Delta n_d = -\Delta n_u$. Так для данных на рис. 3 Δn_u составляет +5 % от n_t для перехода между состояниями с $\nu_{F2} = 10/7$ и $\nu_{F1} = 4/3$ или $\nu_{F2} = 4/3$ и $\nu_{F1} = 5/4$. Так что сделанная выше оценка для изменения плотности электронов в слоях из величины уширения минимума в емкости только немного меньше величины, необходимой для реализации трех отмеченных состояний ДКЭХ, и вполне достаточна для наблюдения пар состояний, включающих состояние с $\nu_F = 4/3$. С другой стороны нетрудно оценить, что для реализации комбинированного состояния на факторе заполнения $\nu_F = 19/15 = 2/3 + 3/5$ при переходе из состояния $\nu_F = 4/3 = 1 + 1/3$ потребовалось бы гораздо большее перераспределение электронов между слоями, соответствующее $\Delta n_u = -(17/76)n_t \approx -0.22n_t$, что представляется нереальным в силу значительно меньших скачков химического потенциала в состояниях ДКЭХ на факторах заполнения $2/3$ и $3/5$ по сравнению с фактором заполнения единица. Эта оценка дополнительно подверждает сделанный нами вывод о наблюдении комбинированного состояния ДКЭХ именно на факторе заполнения $\nu_F = 5/4 = 1 + 1/4$. Для полноты картины отметим также увеличение плотности электронов в верхнем слое, происходящее на факторе заполнения $\nu_{ul} = 2$ (см. рис. 5), которое приводит к сдвигу вправо положения центра минимума $\nu_{ul} = 1$ относительно линии $\nu_1 = 1$.

Если существование состояний ДКЭХ с нечетными знаменателями является хорошо установленным результатом для однослойных ЭС, возникновение состояния с фактором заполнения $1/4$ в слое меньшей плотности должно быть связано с особыми обстоятельствами. На наш взгляд, таким обстоятельством в нашем случае может являться тот факт, что взаимодействие электронов нижнего слоя с электронами верхнего слоя оказывается более сильным, чем их внутрислоевое взаимодействие. Так в комбинированном состоянии ДКЭХ на факторе заполнения $\nu_F = 5/4$ плотность электронов в нижнем (верхнем) слое $\tilde{n}_d = (1/5)n_t$ ($\tilde{n}_u = (4/5)n_t$). Тогда для данных, представленных на рис. 1, среднее расстояние между электронами в нижнем слое $a_{d-d} = 2(\pi\tilde{n}_d)^{-1/2} > 55$ нм, а среднее расстояние между электронами нижнего и верхнего слоев $a_{d-u} = \sqrt{d^2 + 4(\pi\tilde{n}_u)^{-1}} < 44$ нм. Здесь $d = 34$ нм – эффективное расстояние между слоями, определенное экспериментально (см. работу [14]).

Коснемся кратко вопроса о возможных причинах появления наблюдаемых состояний ДКЭХ именно в наклонном поле. Феноменологически, параллельная плоскости слоев компонента магнитного поля существенно изменяет связь между слоями. Такой эффект имеет место как в случае двойной квантовой ямы фиксированного профиля, так и в случае широкой квантовой ямы, где двухслойная система возникает в самосогласованном потенциале. В первом случае параллельная компонента магнитного поля уменьшает модули туннельных матричных элементов, связывающих уровни Ландау разных слоев (для ненулевых уровней Ландау эти матричные элементы, кроме того, осциллируют в функции магнитного поля) [25]. В случае когерентных межслоевых состояний параллельная компонента магнитного поля дополнительно приводит к латеральному изменению фазы [26], которое при большой величине этой компоненты может сформировать решетку солитонов [27]. Численные решения [28] для широкой квантовой ямы свидетельствуют об увеличении эффективного расстояния между слоями за счет параллельного поля, а экспериментальные результаты, полученные в этой работе, указывают на переход между однослойно-подобным состоянием ЭС в перпендикулярном поле к двухслойному в наклонном. Здесь необходимо упомянуть, что в работе [15], выполненной в перпендикулярном магнитном поле, в зависимости от значений факторов заполнения было обнаружено существование как двухслойных, так и однослойно-подобных состояний в номинально двухслойной ЭС, а также индуцированные магнитным полем квантовые фазовые переходы между такими состояниями. Именно отмеченное изменение связи между слоями за счет параллельной слоям компоненты магнитного поля, на наш взгляд, и приводит к исчезновению состояний КЭХ на факторах заполнения единица и двойка и появлению наблюдаемых состояний ДКЭХ. Определение роли каждого из перечисленных возможных механизмов является задачей будущих исследований.

Таким образом, нами обнаружено радикальное изменение картины КЭХ, происходящее в образце с двухслойной электронной системой в широкой квантовой яме при наклоне магнитного поля и состоящее в исчезновении состояний целочисленного КЭХ и появлении состояний ДКЭХ в интервале факторов заполнения уровней Ландау между единицей и двойкой. Наблюдались дробные состояния как с нечетными, так и с четным знаменателями. Получены свидетельства, что обнаруженные состояния являются комбинированными состояниями целочисленного и ДКЭХ в разных слоях, реализующимися за счет перераспределения электронов между слоями. Отмечены особенности межслоевого и внутрислоевого кулоновского взаимодействия в исследованных образцах, имеющих сильно различающуюся плотность электронов в разных слоях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № # 22-22-00753, https://rscf.ru/project/22-22-00753/.

1. G. S. Boebinger, H. W. Jiang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **64**, 1793 (1990).
2. Y. W. Suen, J. Jo, M. B. Santos, L. W. Engel, S. W. Hwang, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **44**, 5947 (1991).
3. J. I. A. Li, Q. Shi, Y. Zeng, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Hone, and C. R. Dean, Nat. Phys. **15**, 898 (2019).
4. X. Liu, Z. Hao, K. Watanabe, T. Taniguchi, B. I. Halperin, and P. Kim, Nat. Phys. **15**, 893 (2019).
5. Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan, and D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).

6. J.P. Eisenstein, G.S. Boebinger, L.N. Pfeiffer, K.W. West, and S. He, Phys. Rev. Lett. **68**, 1383 (1992).
7. D.R. Luhman, W. Pan, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **101**, 266804 (2008).
8. J. Shabani, T. Gokmen, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **103**, 046805 (2009)
9. J.P. Eisenstein, Ann. Rev. Condens. Matter Phys. **5**, 159 (2014).
10. X. Liu, K. Watanabe, T. Taniguchi, B.I. Halperin, and P. Kim, Nat. Phys. **13**, 746 (2017).
11. J.I.A. Li, T. Taniguchi, K. Watanabe, J. Hone and C.R. Dean, Nat. Phys. **13**, 751 (2017).
12. H.C. Manoharan, Y.W. Suen, T.S. Lay, M.B. Santos, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **79**, 2722 (1997).
13. Y. Liu, S. Hasdemir, J. Shabani, M. Shayegan, L.N. Pfeiffer, K.W. West, and K.W. Baldwin, Phys. Rev. B **92**, 201101(R) (2015).
14. S.I. Dorozhkin, A.A. Kapustin, I.B. Fedorov, V. Umansky, K. von Klitzing, and J.H. Smet, J. Appl. Phys. **123**, 084301 (2018).
15. S.I. Dorozhkin, A.A. Kapustin, I.B. Fedorov, V. Umansky, and J.H. Smet, Phys. Rev. B **102**, 235307 (2020).
16. A. Sawada, Z.F. Ezawa, H. Ohno, Y. Horikoshi, A. Urayama, Y. Ohno, S. Kishimoto, F. Matsukura, and N. Kumada, Phys. Rev. B **59**, 14 888 (1999).
17. T.P. Smith, B.B. Goldberg, P.J. Stiles, and M. Heiblum, Phys. Rev. B **32**, 2696(R) (1985).
18. S.V. Kravchenko, V.M. Pudalov, and S.G. Semenchinsky, Phys. Lett. A **141**, 71 (1989).
19. С.И. Дорожкин, А.А. Шашкин, Н.Б. Житенев, В.Т. Долгополов, Письма в ЖЭТФ **44**, 189 (1986).
20. A.R. Champagne, A.D.K. Finck, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B **78**, 205310 (2008).
21. H. Deng, Y. Liu, I. Jo, L.N. Pfeiffer, K.W. West, K.W. Baldwin, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **96**, 081102(R) (2017).
22. А.А. Капустин, С.И. Дорожкин, И.Б. Федоров, В. Уманский, Ю.Х. Смет, Письма в ЖЭТФ **110**, 407 (2019).
23. G.A. Baraff and D.C. Tsui, Phys. Rev. B **24**, 2274 (1981).
24. С.И. Дорожкин, Письма в ЖЭТФ **103**, 578 (2016).
25. J. Hu and A.H. MacDonald, Phys. Rev. B **46**, 12554 (1992).
26. K. Yang, K. Moon, L. Zheng, A.H. MacDonald, S.M. Girvin, D. Yoshioka, and S.-C. Zhangs, Phys. Rev. Lett. **72**, 732 (1994).
27. C.B. Hanna, A.H. MacDonald, and S.M. Girvin, Phys. Rev. B **63**, 125305 (2001).
28. M.A. Mueed, D. Kamburov, L.N. Pfeiffer, K.W. West, K.W. Baldwin, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **117**, 246801 (2016).