УДК 535.2

# КУЛОНОВСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ КАК ПЕРВОПРИЧИНА ФЕРРОМАГНИТНОГО ПЕРЕХОДА В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА С ФАКТОРОМ ЗАПОЛНЕНИЯ 2

© 2021 г. А. Б. Ваньков<sup>1, \*</sup>, И. В. Кукушкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук, Черноголовка, Россия \*E-mail: vankov@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 28.08.2020 г. После доработки 25.09.2020 г. Принята к публикации 28.10.2020 г.

Исследована взаимосвязь спектра низкоэнергетических коллективных возбуждений в двумерных ферми-жидкостях и фазового перехода парамагнетик—ферромагнетик в режиме квантового эффекта Холла с фактором заполнения v = 2. Экспериментально и теоретически показано, что смягчение энергии коллективных спин-флип возбуждений сопутствует спонтанному переключению спиновой конфигурации системы из парамагнитной в ферромагнитную.

DOI: 10.31857/S0367676521020290

### введение

Интерес к исследованию двумерных электронных систем в квантующем магнитном поле не снижается уже несколько десятилетий после открытия целочисленного и дробного квантового эффекта Холла (КЭХ). Эти необычные явления обязаны своим существованием специфической топологии двумерных систем в сочетании с высокой степенью чистоты, достигаемой в современных гетероструктурах. Благодаря этому последовательности состояний КЭХ были обнаружены во множестве различных полупроводниковых материалов. Ключевые проявления КЭХ, такие как плато в магнитосопротивлении  $\rho_{xv}$  и одновременно с ними минимумы сопротивления  $\rho_{xx}$ , являются универсальными и общими для всех квантово-холловских систем. Общепризнано, что для описания явления целочисленного КЭХ пригодна одночастичная модель, в которой энергетическая щель образуется при заполнении электронами целого числа уровней Ландау. Однако одночастичные модели разрабатывались и апробировались на электронных системах с достаточно слабым кулоновским взаимодействием. Этот критерий можно выразить через безразмерный параметр Вигнера—Зейтса  $r_s \ll 1$ . Тем интереснее оказалось наблюдать и исследовать аспекты КЭХ на двумерных системах нового типа, где это условие заведомо не выполняется. В структурах MgZnO/ZnO двумерная электронная система состоит из сравнительно тяжелых, сильно взаимодействующих фермионов, так что параметр r, достигает значений 5–15 для практически реализуемых гетероструктур с высокой электронной подвижностью [1]. Квантовый эффект Холла наблюдается все равно, несмотря на несостоятельность существующих моделей теоретического описания. Одночастичный механизм уже неактуален, поскольку электрон-электронное взаимодействие приводит к эффекту смешивания уровней Ландау, перераспределению частиц по нескольким уровням, в результате чего энергетические щели в состояниях КЭХ могут изменяться, либо вообще пропадать. Закрытие щелей состояний целочисленного КЭХ проявлялось прежде в магнитотранспортных экспериментах в полупроводниковых системах GaAs, Si/SiGe, AlAs и некоторых других как исчезновение минимумов сопротивления  $\rho_{xx}$  при наклонных ориентациях магнитного поля [2-5]. Однако если в материалах с относительно слабым кулоновским взаимодействием этот эффект был связан с пересечением одночастичных спиновых подуровней Ландау при соответствии угла наклона магнитного поля

условию 
$$\frac{E_z}{\hbar\omega_c} = \frac{g^*m^*}{\cos\Theta} = j$$
 (*j* – целое число), то в

ZnO в некотором диапазоне электронных концентраций это происходило даже без привлечения геометрического фактора [6]. Внешние симптомы происходящих изменений в состояниях целочисленного KЭX при  $v \ge 2$  были охарактеризованы как фазовый переход между Изинговыми холловскими ферромагнетиками со скачкообразным изменением спиновой поляризации ДЭС. При этом параметры спинового и циклотронного расщепления уровней Ландау в ZnO оказываются многократно перенормированными относительно зонных параметров этих материалов. Механизм этой ферми-жилкостной перенормировки параметров системы неизвестен, также как неизвестен масштаб энергетических щелей, определяющих устойчивость данных состояний. В этом контексте исключительно информативны магнитооптические исследования двумерных электронных систем, которые позволяют одновременно зондировать как структуру основного состояния, так и энергетический спектр возбужденных состояний посредством неупругого рассеяния света (НРС).

В настоящей работе проведены исследования серии гетероструктур MgZnO/ZnO с двумерными электронными системами различной концентрации. Методом неупругого рассеяния света исследовано поведение низкоэнергетических спинфлип возбуждений в обеих фазах состояния КЭХ v = 2 в зависимости от электронной концентрации, угла наклона магнитного поля. Приведены и описаны спектральные признаки ферромагнитной и парамагнитной фаз, воспроизведена фазовая диаграмма ферромагнитного перехода при v = 2. Экспериментально исследовано поведение энергетической щели циклотронных спин-флип магнитоэкситонов, отвечающих за устойчивость парамагнитной фазы. При уменьшении электронной концентрации эта щель обнаруживает тенденцию к смягчению. Этот факт согласуется с расчетами спектра коллективных возбуждений в парамагнитной фазе, который выполнен с помощью процедуры точной диагонализации гамильтониана для конечного числа электронов. Таким образом, объясняется неустойчивость парамагнитной фазы к лавинообразному спин-флип переходу.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА И ОБРАЗЦЫ

Для исследований были использованы структуры с одиночным гетеропереходом MgZnO/ZnO, выращенные методом молекулярно пучковой эпитаксии. Концентрации двумерных электронных систем ДЭС  $n_s$  находились в диапазоне от 1.14  $\cdot$  10<sup>11</sup> до 4.5  $\cdot$  10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>, а электронные подвижности на всех образцах кроме одного превышали 4  $\cdot$  10<sup>5</sup> см<sup>2</sup>/B  $\cdot$  с.

Оптические измерения проводились при температуре 0.35 К в криостате откачки паров <sup>3</sup>Не. Образцы были установлены на вращательной подвижке для плавного изменения их ориентации



**Рис. 1.** Характерные спектры HPC на спиновых возбуждениях ферромагнитной (*a*) и парамагнитной ( $\delta$ ) фаз KЭX *v* = 2.

по отношению к магнитному полю. Приложенное магнитное поле перестраивалось в диапазоне от 0 до 15 Тл для достижения фактора заполнения v = 2 в каждом из образцов. Оптический доступ к образцам осуществлялся посредством двух кварцевых световодов, а для фотовозбуждения использовался перестраиваемый лазерный источник в диапазоне длин волн от 365 до 368 нм вблизи прямых межзонных оптических переходов ZnO. Детально оптическая схема и методика измерения спектров двумерной фотолюминесценции и неупругого рассеяния света в гетероструктурах MgZnO/ZnO рассмотрены в [7].

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Методическим инструментом исследования спиновой конфигурации холловских ферромагнетиков здесь служило неупругое рассение на внутриподзонных спин-флип возбуждениях.

В поляризованном по спину (ферромагнитном) состоянии v = 2 нижайшим по энергии коллективным возбуждением является спиновой экситон (SE) – волна из одиночных спин-флип переходов в пределах одного уровня Ландау (см. диаграмму переходов слева на рис. 2). Его энергия определена зеемановским расщеплением уровней, оно не имеет существенных каналов распада и потому имеет исключительно малую спектральную ширину. Наконец, его спектральная интенсивность пропорциональна степени спиновой поляризации [8] и потому может использоваться в качестве индикатора ферромагнитной фазы при фазовых переходах. На рис. 1а изображены спектры SE для одного из образцов в окрестности фактора заполнения v = 2 при ориентации магнитного поля, соответствующей условию ферро-



**Рис. 2.** Фазовая диаграмма состояния n = 2 в координатах "электронная концентрация/угол наклона магнитного поля". Приведены диаграммы спин-флип магнитоэкситонов в ферромагнитном и парамагнитном состояниях.

магнитной неустойчивости. Диапазон магнитных полей, в котором происходит фазовый переход, весьма узок и составляет <0.15 Тл. Показанные на рис. 1а спектры записаны непосредственно за границами переходного диапазона и отвечают предельным фазовым состояниям с различной спиновой конфигурацией. Из сравнения спектров видно, что интенсивность спинового экситона меняется более чем на порядок для случая v = 2 ввиду контрастного перехода ДЭС из неполяризованной по спину парамагнитной (РМ) конфигурации в ферромагнитную (FM). Совершенно иную структуру имеют коллективные возбуждения в парамагнитной фазе v = 2. Там одинаково заполнены состояния электронов на уровнях Ландау с противоположными проекциями спина. Все нижайшие по энергии магнитоэкситоны связаны со спинфлип переходами электронов на следующий уровень Ландау. Такие возбуждения имеют три спиновых компоненты (см. диаграмму переходов справа на рис. 2) и называются циклотронными спин-флип магнитоэкситонами (CSFM). Спиновая симметрия основного состояния гарантирует невозмущенный вклад от Зеемановской энергии в расщепление CSFM. Этот симметрийный аргумент является ключевым для идентификации спектральных линий неупругого рассеяния света, соответствующих данному коллективному возбуждению. На рис. 16 показан спектр неупругого рассеяния на трех компонентах возбуждения CSFM. Расщепление компонент соответствует Зеемановской энергии с эффективным фактором  $g^* = 1.98 \pm 0.03$  для зоны проводимости ZnO.

Аналогичным образом были подобраны экспериментальные условия для наблюдения спектральных признаков обеих фаз FM и PM вблизи v = 2 в других образцах с концентрациями в диапазоне  $1.14 \cdot 10^{11}$  до  $4.5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. В каждом из них был определен критический угол наклона магнитного поля. Полученная зависимость угла от концентрации ДЭС n<sub>s</sub> построена на рис. 2. Из ланных можно сделать вывод. что критический угол для ферромагнитной неустойчивости есть функция концентрации, причем при уменьшении концентрации (соответственно, увеличении безразмерного параметра взаимодействия Вигнера-Зейтса r<sub>s</sub>) величина угла уменьшается. При концентрациях же ниже  $1.8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> уже не требуется наклонять магнитное поле для достижения ферромагнитного перехода - корреляции в электронной системе приводят к перестройке спиновой конфигурации без искусственного увеличения параметра Зеемановского расщепления. Полученная критическая точка по концентрации согласуется с данными из магнитотранспортных исследований [6]. Чисто эмпирически можно трактовать возникновение ферромагнитной неустойчивости в терминах пересечения спиновых уровней Ландау, но только с перенормированными параметрами спинового и орбитального расщеплений (см. вставку к рис. 1).

Помимо признаков спиновой конфигурации, оказалось возможным прозондировать энергетическую щель, характеризующую устойчивость парамагнитного состояния v = 2. Для этого потребовалось проследить структуру энергии нижайшей спиновой компоненты CSFM и выяснить обстоятельства ее обнуления. В энергии этого возбуждения помимо одночастичных вкладов есть значительный корреляционный вклад, понижающий его энергию

$$E_{CSFM}(k) = \hbar\omega_c + E_z \delta S_z - \Delta E_{corr}(k).$$
(1)

Существенно, что триплет CSFM оказывается сдвинут как единое целое ниже циклотронной энергии. Отрицательный корреляционный сдвиг составляет значительную долю величины  $\hbar\omega_c$  в зоне проводимости. Энергия нижайшей спиновой компоненты триплета CSFM уменьшена еще и на величину Зеемановского вклада.

Наиболее значимым наблюдением является зависимость энергии возбуждения CSFM ( $S_z = -1$ ) при изменении концентрации электронов  $n_s$  при условии нормальной ориентации магнитного поля (рис. 3). Видно, что она имеет тенденцию к смягчению. Ввиду экспериментального ограничения по минимальному детектируемому Рамановскому сдвигу, оказалось невозможно точно дойти до концентрации, соответствующей ферро-



**Рис. 3.** Зависимость энергии возбуждений CSFM в парамагнитной фазе v = 2 как функция электронной концентрации. Затененная область  $n_s < 1.8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> соответствует ферромагнитной фазе.

магнитному переходу. Однако из наклона графика рис. Зб можно оценить ее как  $(1-2) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Качественно понятно, что смягчение возбуждения CSFM должно приводить к самопроизвольному переключению спиновой конфигурации основного состояния за счет заполнения нижней спиновой компоненты первого уровня Ландау. Возможным реализациям этого механизма и теоретическим оценкам критических параметров системы посвящено дальнейшее обсуждение.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Отрицательный корреляционный сдвиг спинтриплетных возбуждений наблюдался и ранее [9] в двумерных системах на основе GaAs с относительно слабым кулоновским взаимодействием  $r_{s} < 1$ , но величина сдвига была существенно меньше циклотронной энергии и не зависела от концентрации. Для материальных параметров GaAs-гетероструктур это поведение кулоновского вклада было учтено в рамках теории возмущений второго порядка по параметру  $r_s$ , а величина корреляционной энергии составила долю величины эффективного Ридберга. Аналогичный подход к расчету кулоновских поправок в исследуемых ДЭС на основе ZnO не оправдан ввиду больших значений параметра  $r_s \ge 1$ . В результате, оценки корреляционной энергии по теории возмущений



**Рис. 4.** Зависимость энергетической щели парамагнитного состояния v = 2 от концентрации  $n_s$ . Показаны значения энергии CSFM, взятые из эксперимента. Также показаны расчетные энергии CSFM в ротонном минимуме дисперсии и также энергия мульти-CSFM-комплексов.

расходятся с экспериментом. В этих обстоятельствах более уместно вычислять корреляционные энергии посредством точной диагонализации гамильтониана системы с малым числом электронов.

Расчет проводился для  $N_e = 20$  электронов для концентраций, соответствующих эксперименту. Для вычисления нижайших по энергии возбуждений CSFM использовался базис актуальных состояний на трех уровнях Ландау. Использовались одночастичные параметры циклотнонной и Зеемановской щелей. Фильтруя возбужденные состояния системы по спиновому квантовому числу, была рассчитана дисперсия CSFM ( $S_z = -1$ ) в диапазоне безразмерных импульсов  $q\ell_{B} \sim 0-2$ . Пример расчетной дисперсионной зависимости приведен на вставке к рис. 3. Ключевой момент состоит в том, что помимо отрицательного энергетического сдвига при  $q\ell_B = 0$ , вырисовывается ротонный минимум при  $q\ell_B \sim 1$ , дополнительно понижающий энергию возбуждения. Возбужденные состояния в ротонном минимуме не детектируются методом неупругого рассеяния по причине малости передаваемого импульса, однако при уменьшении концентрации n, формально именно они первыми достигают нулевой энергии и предопределяют ферромагнитную неустойчивость. На графике рис. 4 пустые треугольные символы маркируют зависимость расчетной энергии CSFM  $(S_{7} = -1)$  в ротонном минимуме, а крупными круглыми стволами – экспериментальные значения энергии CSFM. Из графика видно, что эти

возбуждения могут достичь нулевой отметки энергии приблизительно при  $n_s \sim 5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>.

Вырисовывающийся механизм ферромагнитной неустойчивости через смягчение CSFM в ротонном минимуме, тем не менее, оказывается не самым выгодным – учет многоэкситонных вкладов способен дополнительно понизить энергию возбужденного состояния. Дело в том, что определенные комбинации таких магнитоэкситонов могут взаимодействовать аттрактивно, т.е. имеют отрицательную добавку к суммарной энергии комплексов [10]. Расчетная дисперсия CSFM в диапазоне  $q\ell_{B} \sim 0-1$  весьма пологая, и поэтому плотность состояний таких магнитоэкситонов велика, что способствует созданию многоэкситонных комплексов. По этой причине были также проведены расчеты спектра возбужденных состояний с многократными спин-флип переходами. В разных диапазонах электронной концентрации *n*. нижайшее по энергии состояние может быть для разного количества перевернутых спинов, поскольку всегда имеет место конкуренция между положительными циклотронными и отрицательными корреляционными вкладами. Однако при подходе к точке неустойчивости со стороны парамагнитной фазы, самой энергетически выгодной стала мультиэкситонная комбинация, вовлекающая сразу весь коллектив электронов (показано закрашенными треугольными символами на рис. 4). Следовательно, ферромагнитная неустойчивость происходит в результате конкуренции между энергией парамагнитного состояния и когерентного состояния с рождением мульти-CSFM возбуждений. Расчетные значения для критической концентрации несколько превышают экспериментальные данные, что не изменяет ответа по существу, а лишь является проявлением погрешности счета в дискретных моделях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение, используя неупругое рассеяние света на структурах MgZnO/ZnO, содержащих двумерные электронные системы, мы исследовали и построили фазовую диаграмму состояния КЭХ при v = 2, в которой реализуются режимы с ферромагнитным, либо парамагнитным упорядочением. Установлено, что ферромагнитная фаза может возникать как в наклонном магнитном поле, за счет увеличения одночастичной Зеемановской энергии, так и за счет чистой конкуренции многочастичных энергетических вкладов в ферромагнитном и парамагнитном состояниях. При концентрациях  $n_s < 1.8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> основное состояние КЭХ с v = 2 уже всегда ферромагнитное.

Был исследован механизм ферромагнитной неустойчивости посредством смягчения нижайших по энергии циклотронных спин-флип магнитоэкситонов. Экспериментально установлено, что энергия нижайшей спиновой компоненты CSFM значительно ниже циклотронной энергии за счет отрицательного корреляционного вклада. При уменьшении параметра электронной концентрации энергия этого возбуждения стремится к нулю. Однако из эксперимента также следует, что в точке ферромагнитной неустойчивости одиночные CSFM еще имеют ненулевую энергию. В результате численного моделирования методом точной диагонализации установлено, что энергетическая щель состояния  $K \ni X v = 2$  закрывается в результате смягчения не одиночного CSFM, а мульти-CSFM комплексов. В результате такого когерентного сочетания коллективных возбуждений происходит лавинообразный переворот спина в системе и резкий ферромагнитный переход.

Таким образом, в терминах многоэкситонных корреляций качественно объясняется ранее обнаруженная ферромагнитная неустойчивость при v = 2 в сильновзаимодействующих двумерных электронных системах на основе ZnO.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Falson J., Kozuka Y., Smet J.H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. Art. No 082102.
- Maryenko D., Falson J., Kozuka Y. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. Art. No 245303.
- 3. *De Poortere T.P., Tutuc E., Shayegan M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. Art. No 216802.
- Jaroszy'nski J., Andrearczyk T., Karczewski G. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. Art. No 266802.
- Chokomakoua J.C., Goel N., Chung S.J. et al. // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. Art. No 235315.
- Falson J., Maryenko D., Friess B. et al. // Nat. Phys. 2015. V. 11. P. 347.
- Van'kov A.B., Kaysin B.D., Kirpichev V.E. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. Art. No 155204.
- 8. Ваньков А.Б., Кайсин Б.Д., Кукушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 4. С. 268.
- Kulik L.V., Kukushkin L.V., Dickmann S. et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. Art. No 073304.
- Dickmann S., Kulik L.V., Kuznetsov V.A. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. Art. No 155304.

# Coulomb correlations as a root for ferromagnetic transition in a quantum Hall state with filling factor 2

# A. B. Vankov<sup>a, \*</sup>, I. V. Kukushkin<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia \*e-mail: vankov@issp.ac.ru

The relationship between the spectrum of low-energy collective excitations in two-dimensional Fermi liquids and the paramagnet—ferromagnet phase transition in the regime of the quantum Hall effect with a filling factor v = 2 is investigated. It has been shown experimentally and theoretically that the softening of the energy of collective spin-flip excitations accompanies the spontaneous switching of the spin configuration of the system from paramagnetic to ferromagnetic.