

Характер смешивания уровней Ландау и функция распределения электронов в режиме квантового эффекта Холла

А. Б. Ваньков¹⁾

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 января 2023 г.

После переработки 27 января 2023 г.

Принята к публикации 30 января 2023 г.

Произведен расчет распределения электронов по уровням Ландау в режиме квантового эффекта Холла при сильном кулоновском взаимодействии. Для этого разработана модифицированная схема точной диагонализации со значительно сокращенным базисом многочастичных конфигураций, позволяющая адекватный учет смешивания состояний на нескольких уровнях Ландау. Изучено поведение функции распределения электронов по уровням Ландау в зависимости от фактора заполнения и параметра Вигнера–Зейтса r_s . Показано, что при фиксированной электронной концентрации квантование Ландау существенно подавляет размытие функции распределения электронов относительно случая с нулевым магнитным полем. Так при $r_s < 1$ и малых факторах заполнения квазичастичный вклад в величину скачка Мигдала $(1 - Z)$ зависит околочинейно от ν и квадратично от r_s , одновременно при уменьшении ν хвосты функции распределения удлиняются. Механизм перестройки функции распределения в режиме квантового эффекта Холла описан в терминах рождения магнитоплазменных флуктуаций в структуре основного состояния системы.

DOI: 10.31857/S1234567823050063, EDN: pxgkmu

Несмотря на общеприменимость основных выводов теории Ферми-жидкости (ФЖ) Ландау, характер квазичастичных перенормировок может сильно отличаться в зависимости от потенциала взаимодействия, размерности задачи и наличия внешних полей. Так, в классических работах [1–4] рассматривался случай трехмерных систем и короткодействующего потенциала, однако выражения для перенормированной массы, g -фактора и весового фактора Z квазичастиц требуют существенной модификации уже для кулоновского взаимодействия, а для двумерных систем неизвестны до сих пор. Между тем, именно двумерные электронные системы (ДЭС) с сильным кулоновским взаимодействием таят в себе множество загадок в характере межчастичных корреляций, будь то несжимаемые жидкости в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) или Вигнеровский кристалл [5, 6].

Квантующее магнитное поле приводит к полной дискретизации энергетического спектра двумерных ФЖ, и по этой причине – к подавлению процессов релаксации и затухания квазичастиц. В результате, квазичастицы на уровнях Ландау (УЛ) являются долгоживущими не только в окрестности уровня Ферми, как в любой ФЖ, но и глубоко под

ним [7, 8]. Кроме того, двумерные ФЖ в режиме КЭХ с сильным кулоновским взаимодействием имеют спектр высокочастотных плазменных и спиновых коллективных возбуждений [9], структурно схожих с магнитоэкситонами в слабозаимодействующих системах [10]. Из сопоставления теории и эксперимента на ДЭС в GaAs [11] и ZnO [9] известно, что одномодовое приближение для описания коллективных возбуждений в режиме КЭХ работает не только при слабом кулоновском возмущении, но и даже за гранью формального критерия ее применимости – когда параметр Вигнера–Зейтса $r_s > 1$, при этом многочастичные энергетические вклады в таких возбуждениях претерпевают существенное подавление. Возникает вопрос – каким образом квантование Ландау участвует в стабилизации свойств частиц и квазичастиц двумерных электронных систем.

Из теории Ферми-жидкости известно, что частицы и перенормированные квазичастицы имеют одинаковый фермиевский импульс, но их функции распределения различны. Взаимодействие частиц приводит к появлению хвостов в функции распределения по импульсу $f(p)$, а также к уменьшенному значению ее скачка $0 < Z < 1$ на уровне Ферми [3]. Высота скачка Мигдала служит одним из индикаторов степени перенормировки квазичастиц и указывает относительный вес чистого электрона в квазича-

¹⁾e-mail: vankov@issp.ac.ru

стичном состоянии на уровне Ферми. Соответственно, величина $(1 - Z)$ служит мерой участия каждого электрона в виртуальных переходах и флуктуациях функции распределения.

Аналитическое решение двумерной задачи без магнитного поля и для кулоновского взаимодействия сопряжено с появлением логарифмических расходимостей частичных сумм [12], даже после устранения которых результат ненадежен. Оценки величины весового фактора Z для двумерного случая, проведенные [13] в рамках Приближения Хаотических Фаз в качестве поправки первого порядка по r_s , приводят к ответу $(1 - Z) = r_s(1/2 + 1/\pi)/\sqrt{2}$, который четырехкратно переоценивает степень квазичастичной перенормировки относительно расчетов методом Монте-Карло [14] и недавних экспериментов на GaAs ДЭС [8], для которых при $r_s < 2$ неплохо применима линейная аппроксимация $(1 - Z) = 0.13r_s$.

Анализ функции распределения двумерных электронов по УЛ при конечном r_s был проделан в работе [15] методом функций Грина. Сделан качественный вывод о важности подмешивания к состояниям электронов дополнительных комплексов (резонансных состояний), состоящих из электрона и нейтральных многоэкситонных комбинаций, однако оказалось невозможным дойти до количественного ответа ввиду огромного количества таких слагаемых. Для преодоления этой сложности уместны методы точной диагонализации для конечного числа электронов на УЛ, однако для решения задач о функции распределения электронов в режиме КЭХ требуется увеличение количества незаполненных УЛ, и тогда общеизвестные численные схемы даже при небольшом числе электронов захлебываются от комбинаторного множества конфигураций.

В данной работе реализован численный алгоритм расчета энергий состояний КЭХ, основанный на методе точной диагонализации, но с урезанным на несколько порядков базисом многочастичных конфигураций. При конечности смешивающего параметра $r_c = (e^2/\epsilon\ell_B)/\hbar\omega_c$ многоэлектронные конфигурации с размещением на разных УЛ существенно неэквивалентны, и вероятность флуктуаций с “выпрыгиванием” некоторого числа электронов на верхние уровни экспоненциально падает в зависимости от числа добавленных квантов циклотронной энергии. Учет этого обстоятельства позволяет добиться сходимости результата расчета квантовомеханических состояний ДЭС по этому параметру “лишних” квантов $\hbar\omega_c$. В такой схеме при $r_c \gtrsim 1$ были проведены расчеты структуры основного состояния ДЭС в режиме КЭХ с малыми факторами заполнения ν . Пока-

зано, что при уменьшении ν хвосты функции распределения электронов удлинняются, и одновременно квазичастичный вклад в скачок Мигдала $(1 - Z)$ уменьшается. Таким образом, при малых ν для ФЖ квазичастиц уменьшается количество каналов распада, и по структуре они становятся ближе к чистым электронам. Механизм размытия функции распределения описан в терминах рождения магнитоплазменных (МР) флуктуаций в структуре основного состояния системы. Оказалось, что характер зависимости функции распределения от r_s в режиме КЭХ существенно отличается от случая ФЖ без магнитного поля, а управляющим параметром выступает $r_c = r_s\sqrt{\nu/2}$.

Многочастичные состояния двумерных электронных систем рассматривались в представлении вторичного квантования с возможностью заполнения нескольких N_{LL} УЛ и мезоскопической емкостью каждого уровня – N_S квантов магнитного потока. Электронные состояния рассматривались на поверхности тора с периодическими граничными условиями и с нормальным к ней вектором магнитного поля [16]. Для увеличения точности расчетов и детализации на УЛ спиновая степень свободы не учитывалась, что эквивалентно решению задачи об основном состоянии КЭХ с ферромагнитной конфигурацией.

На рисунке 1а приведены некоторые из многоэлектронных конфигураций, соответствующих простейшему случаю – с фактором заполнения $\nu = 1$. Полное количество многоэлектронных конфигураций на N_{LL} уровнях Ландау равно $N_{tot} = C_{N_{LL}N_S}^{N_S}$, и растет сверхэкспоненциально от параметров N_S, N_{LL} . А поскольку точность расчетов энергетического спектра, орбитальной структуры и прочих характеристик состояний КЭХ сильно зависит от шага дискретизации численной задачи в k -пространстве, где $\Delta k = \sqrt{\frac{2\pi}{N_S}}$, то желательно иметь как можно большую емкость уровней $N_S \gtrsim 10$. В сочетании с $N_{LL} \geq 4$ такое множество состояний в методе точной диагонализации становится практически нереализуемым при современных вычислительных мощностях. Однако ниже показано, что в данном случае многоэлектронные конфигурации неравновероятны, имеют определенную иерархию в расположении на лестнице уровней Ландау. Из них также может быть выделено немногочисленное подмножество актуальных конфигураций, которые достаточно учитывать в расчетах методом точной диагонализации.

Как известно, одночастичная задача о единичном заполнении и при слабом кулоновском взаи-

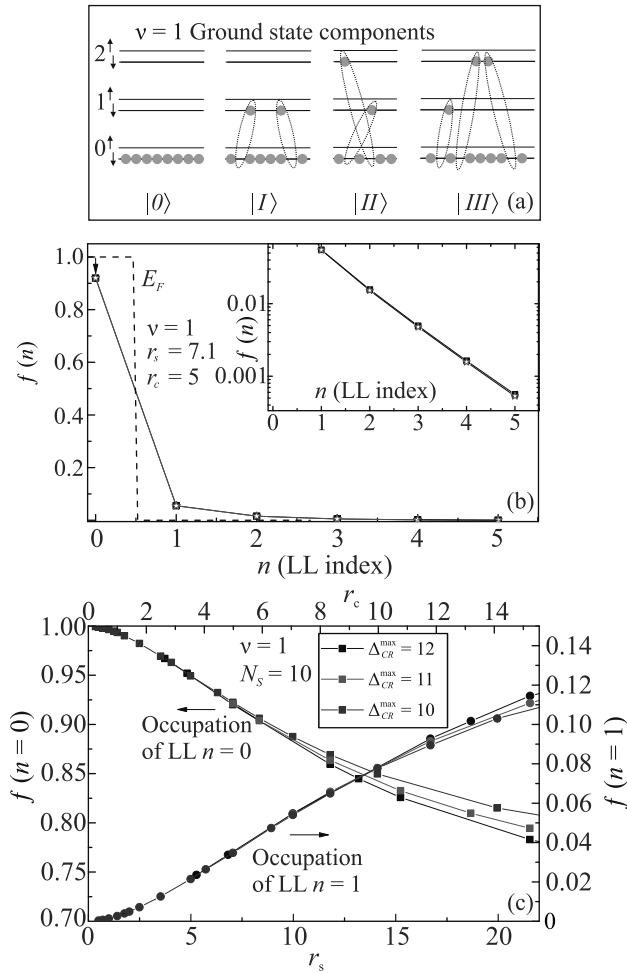


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематическое изображение некоторых многоэлектронных конфигураций, входящих в основное состояние КЭХ $\nu = 1$ в результате смешивания УЛ: $|0\rangle$ – экситонный вакуум, $|I\rangle$ – $MP_1(\mathbf{k}) \otimes MP_1(-\mathbf{k})$, $|II\rangle$ – $MP_1(\mathbf{k}) \otimes MP_2(-\mathbf{k})$ и $|III\rangle$ – $MP_1(\mathbf{k}) \otimes MP_2(\mathbf{q}) \otimes MP_2(-\mathbf{k}-\mathbf{q})$. (б) – Расчет функции распределения электронов по УЛ, выполненный методом точной диагонализации с указанными дискретными параметрами. На вставке – числа заполнения выше E_F , построенное в логарифмическом масштабе. Черные символы – расчет для $N_S = 9$, $N_{LL} = 6$, $\Delta_{CR}^{\max} = 14$, красные символы – расчет для $N_S = 10$, $N_{LL} = 6$, $\Delta_{CR}^{\max} = 12$ и штриховая линия – функция распределения Ферми–Дирака. (с) – Числа заполнения нулевого и первого УЛ как функция параметра r_s , рассчитанные при разных значениях параметра $\Delta_{CR}^{\max}$ и фиксированных N_S и N_{LL}

модействии $r_c \ll 1$ предполагает невырожденное основное состояние, соответствующее только крайней левой диаграмме $|0\rangle$ рис. 1а (ниже она называется экситонным вакуумом). Все остальные ферромагнитные многоэлектронные состояния с переходом электронов на незаполненные УЛ отделены мини-

мум циклотронной щелью, и потому не реализуются. По мере увеличения параметра r_c растет вовлеченность возбужденных многоэлектронных конфигураций в структуру основного состояния. Естественно, возбуждения эти носят электронейтральный, бесспиновый характер, а ввиду трансляционной инвариантности системы, они соответствуют не одноэлектронным переходам, а коллективным магнитоплазменным процессам с суммарным нулевым импульсом. В таком представлении каждой многочастичной конфигурации электронов на УЛ можно сопоставить суперпозицию некоторого числа виртуальных магнитоплазмонов, например, как указано на рис. 1а. Удельное число таких виртуальных магнитоплазмонов, приходящихся на каждый электрон, возрастает с параметром r_c . Определенное подмножество поляризационных процессов учитывается и в Приближении Хаотических Фаз для ДЭС в квантующем магнитном поле [17], что позволяет аналитически оценить их вклад (также пропорциональный параметру r_c) в поляризуемость системы, но не учитывает корреляций. В реальности имеет место некоторая сфазированная поляризация “экситонного вакуума”, она и формирует основное состояние ДЭС. Ниже описаны особенности формирования “урезанного базиса” с учетом конечности смешивающего параметра r_c , а также результаты расчета.

Для сортировки многоэлектронных конфигураций по вероятности реализации вводится дискретный параметр “лишних” квантов циклотронной энергии Δ_{CR} , необходимых для рождения соответствующей магнитоплазменной флуктуации. На рисунке 1а для примитивной конфигурации $|0\rangle$ вакуума $\Delta_{CR} = 0$, а все остальные имеют $\Delta_{CR} \geq 1$ и определяются следующим соотношением:

$$\Delta_{CR}(i) = \sum_{n=1}^{N_{LL}-1} n (S_{|i\rangle}(n) - S_{|0\rangle}(n)), \quad (1)$$

где $S(n)$ – суммарное количество электронов на уровне с индексом n для конфигураций $|i\rangle$ и вакуума $|0\rangle$.

Формирование “урезанного” базиса Гильбертова пространства многочастичных конфигураций и само вычисление Гамильтоновой матрицы производятся при ограничении $\Delta_{CR}(i) \leq \Delta_{CR}^{\max}$, а по целочисленному параметру $\Delta_{CR}^{\max}$ оценивается сходимость расчетной схемы. Главным выигрышем от указанного вычислительного подхода является возможность расчета характеристик многоэлектронных состояний при учете сильного смешивания ($r_c \sim 5$) уровней Ландау, большого их количества и при беспрецедентно боль-

шой суммарной емкости $N_S \cdot N_{LL} \sim 60-70$. Так, например, для задачи об основном состоянии при $\nu = 1$ и дискретных параметрах, указанных на рис. 1b, численность урезанного базиса, достаточного для сходимости расчета, составляет около 2 млн векторов вместо размерности полного базиса ~ 750 млн.

Расчет основного состояния системы заключается в получении нижайшего собственного значения энергии и собственного вектора, разложенного по базису. Комплексные амплитуды всех слагаемых (типа представленных на рис. 1a) в структуре основного состояния могут быть использованы для подсчета чисел заполнения уровней Ландау $f(n)$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Для дискретной последовательности энергетических уровней это вполне уместное представление функции распределения, но также может быть совершен пересчет распределения по шкале энергий из соотношения $E/E_F = (n + 1/2)/\nu$.

На рисунке 1b показан расчет функции распределения электронов по УЛ при $\nu = 1$, $r_s = 7.1$, и параметрах дискретного счета $N_S = 10$, $N_{LL} = 6$, $\Delta_{CR}^{\max} = 12$, а на вставке к рис. 1b – хвост функции распределения по УЛ в логарифмическом масштабе. В этих координатах хорошо видно, что характер угасания $f(n)$ при $n \geq 1$ близок к экспоненциальному. На рисунке 1c приведена расчетная зависимость заселенности УЛ с индексами $n = 0$ и $n = 1$ при росте параметра Вигнера–Зейтса r_s . Разность между значениями $f(n = 0)$ и $f(n = 1)$ в сущности является аналогом скачка Мигдала для функции распределения электронов в квантующем магнитном поле. Расчеты, проделанные для разных значений $\Delta_{CR}^{\max} = 10, 11, 12$ (параметры ограничены мощностью компьютера), начинают различаться лишь при значениях $r_s \gtrsim 7$, что указывает на большое предельное значение сходимости расчетной схемы для данных дискретных параметров. Отдельно проверялось, что используемое значение параметра $N_S \sim 10$ уже достаточно адекватно для описания функции распределения, поскольку расчет для $N_S = 9$ и 11 дает тот же результат с погрешностью всего в несколько процентов (разные символы на вставке к рис. 1b). Дальнейшее увеличение емкости уровней потребует уменьшения их количества и допустимого предела $\Delta_{CR}^{\max}$, что сдвинет границы применимости вычислительной процедуры в сторону меньших r_s . Для случая $\nu = 1$ это нерационально, но может быть оправдано для других частных задач.

Описанный для $\nu = 1$ подход легко обобщается для других состояний целочисленного и дробного КЭХ в плане формирования базиса с ограничением по параметру $\Delta_{CR}^{\max}$. На рисунке 2а показаны расчет-

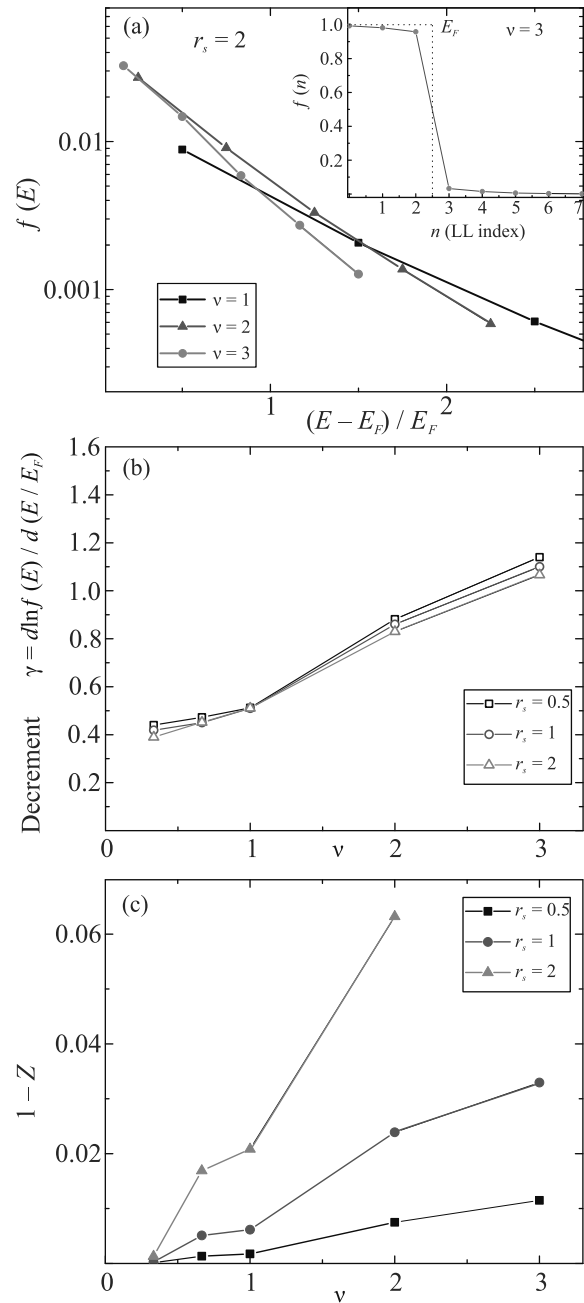


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Сравнение хвостов функции распределения $f(E)$ в энергетических координатах для случаев $\nu = 1, 2$ и 3 для фиксированного $r_s = 2$. Дискретные параметры счета для $\nu = 1$ – $N_S = 10$, $N_{LL} = 6$, $\Delta_{CR}^{\max} = 12$, для $\nu = 2$ – $N_S = 9$, $N_{LL} = 7$, $\Delta_{CR}^{\max} = 10$ и для $\nu = 3$ – $N_S = 8$, $N_{LL} = 8$, $\Delta_{CR}^{\max} = 10$. На вставке – пример расчета полной функции распределения при $\nu = 3$. (б) – Зависимость декремента затухания хвоста $f(E)$ от фактора заполнения для трех различных r_s . (с) – Зависимость фермижидкостного вклада в величину скачка Мигдала $(1 - Z)$ от ν

ные функции распределения для ферромагнитных состояний КЭХ с $\nu = 1, 2, 3$, параметром $r_s = 2$ и оптимальными дискретными параметрами $N_S, N_{LL}, \Delta_{CR}^{\max}$. Качественно похожая картина функции распределения электронов для разных факторов заполнения имеет существенные отличия – при фиксированном r_s декремент затухания функции распределения $-d \ln f(E)/d(E/E_F)$ при $E > E_F$ существенно возрастает от ν (рис. 2b). Кроме того, величина скачка Мигдала для малых факторов заполнения значительно меньше отличается от единицы, чем для нулевого магнитного поля при том же r_s . Это видно на рис. 2с по окололинейной зависимости $(1 - Z)$ от фактора заполнения при малых ν . Расчеты при $\nu = 3$ дают значения $(1 - Z)$ примерно четырехкратно ниже, чем для тех же r_s в случае нулевого магнитного поля по вышеприведенной линейной аппроксимации из [8]. Для больших факторов заполнения и $r_s \sim 1$ применяемая численная схема не обеспечивает сходимости, и потому в наших результатах невозможно проследить асимптотику скачка Мигдала.

Обнаруженное поведение функции распределения в различных состояниях КЭХ может быть объяснено механизмом влияния смешивающего параметра $r_c = r_s \sqrt{\nu/2}$ на поляризационные процессы. Детально зарождение магнитоплазменных флуктуаций в основном состоянии может быть проанализировано из расчета собственного вектора основного состояния системы в простейшем случае $\nu = 1$. Вектор представлен в виде разложения по компонентам типа приведенных на рис. 1а:

$$|GS\rangle = \alpha_0|0\rangle + \alpha_I|I\rangle + \alpha_{II}|II\rangle + \alpha_{III}|III\rangle + \dots, \quad (2)$$

структура которых для случая $\nu \leq 1$ может быть интерпретирована как свертка магнитоплазменных переходов через одну или несколько циклотронных щелей и с нулевым полным импульсом. Для произвольно выбранного распределения чисел заполнения электронов по УЛ существует несколько однотипных конфигураций (отличающихся перестановками электронов в пределах частично заполненных УЛ), и поскольку все такие базисные векторы ортогональны друг другу, то сумма их весов $W = \sum_i |\alpha_i|^2$ даст полный вес магнитоплазменной флуктуации этого типа. На рисунке 3b показана гистограмма распределения весов МР-флуктуаций для системы при $\nu = 1$ и $r_c = 2.6$, где по оси абсцисс отложено суммарное Δ_{CR} , а по оси ординат – суммарный вес таких комбинаций в векторе основного состояния. Видно, что на каждой вертикали расположено несколько точек, соответствующих разной структуре магнитоплазменных вкладов (количества квантов $\hbar\omega_c$ для участни-

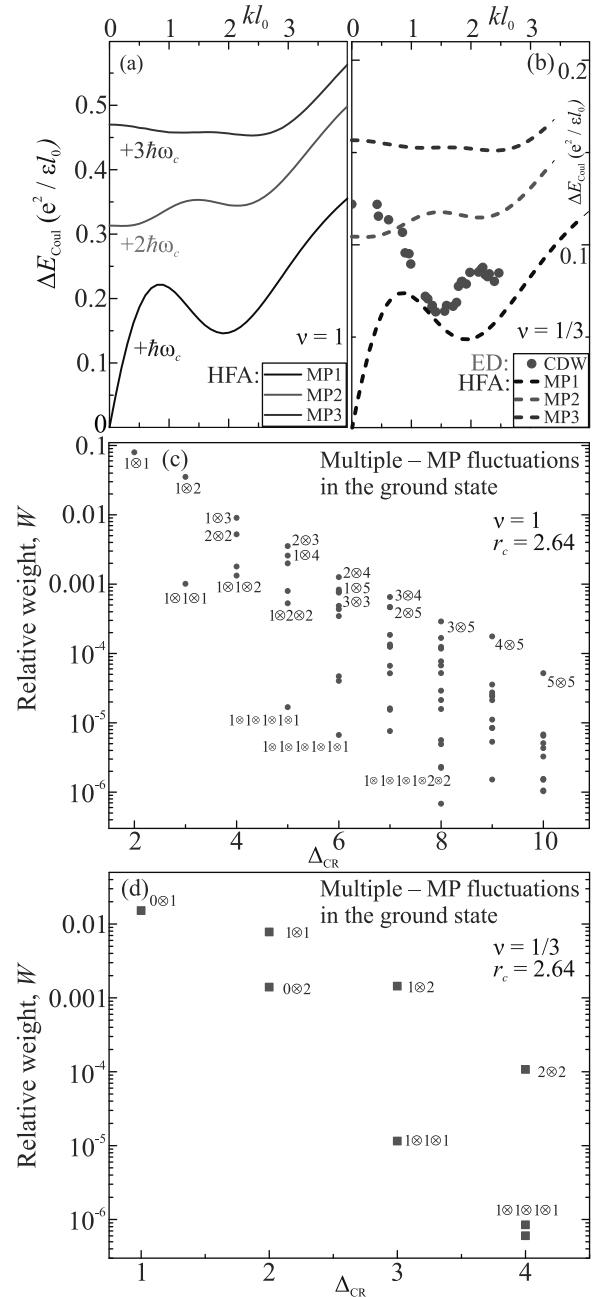


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а), (б) – Дисперсионные зависимости кулоновского вклада для нескольких магнитоплазменных возбуждений в состояниях КЭХ $\nu = 1$ и $\nu = 1/3$ соответственно. Для магнитоплазмонов расчеты выполнены в приближении Хартри–Фока, а для волн зарядовой плотности CDW при $\nu = 1/3$ показан расчет методом точной диагонализации для $N_S = 11$ электронов на нижайшем УЛ. (с) и (d) – Расчетные гистограммы для удельного веса многоплазменных комбинаций, дающих вклад в структуру основного состояния при $\nu = 1$ и $\nu = 1/3$ соответственно

ков свертки подписаны рядом с точками). Первое, что очевидно из гистограммы – это снова экспоненциальный характер спада суммарного веса магнитоплазменных комбинаций в зависимости от полного Δ_{CR} ; второе – в основном состоянии полностью отсутствуют одноплазменные флуктуации с $k = 0$; третье – на каждой вертикали лидируют структуры, состоящие из двухплазменных флуктуаций, с некоторыми переигрываниями веса по типу разбиения Δ_{CR} на два слагаемых; четвертое – вклад многоплазменных флуктуаций подавлен на порядки относительно двухплазменных.

Несложно предположить физическое обоснование такого ответа для структуры зарождающихся флуктуаций основного состояния. На рисунке 3а показаны дисперсии магнитоплазмонов и бернштейновских мод с кратными гармониками CR, рассчитанные в одномодовом приближении Хартри–Фока для модельного случая $r_c \ll 1$ (по аналогии с [10, 18]). Каждая из ветвей имеет один или несколько магнитотонных минимумов при $k \sim 1/\ell_B$ и высокой плотностью состояний в них $\sim 1/\sqrt{E - E_{\min}}$, благоприятствующей рождению комплексов с их участием. Кроме того, вероятность рождения МР-флуктуаций пропорциональна недиагональному матричному элементу оператора кулоновского взаимодействия между соответствующей конфигурацией и экситонным вакуумом. Удобнее всего это описывать в терминах экситонного представления [19]:

$$M = \langle 0 | \hat{H}^{\text{Coul}} \hat{Q}_{0m_1, \mathbf{k}_1}^+ \dots \hat{Q}_{0m_N, \mathbf{k}_N}^+ | 0 \rangle, \quad (3)$$

где операторы $\hat{Q}_{0m_i, \mathbf{k}_i}^+$ соответствуют рождению магнитоплазмона с нулевого на m_i -й УЛ с импульсом $\mathbf{k}_i$, $\sum_i \mathbf{k}_i = 0$, а кулоновская часть гамильтониана $\hat{H}^{\text{Coul}}$ также выражается через линейную комбинацию одно- и двух-экситонных операторов. Из известных коммутационных соотношений для экситонных операторов в режиме целочисленного КЭХ следует, что матричные элементы (3) для одноплазменных флуктуаций с $\mathbf{k} = 0$ равны нулю для любых индексов УЛ, а для двух- и более МР-компонент они являются функцией импульсов и индексов вовлеченных УЛ. Таким образом, в механизме образования МР-флуктуаций основного состояния целочисленного КЭХ первый и главный вклад обеспечивают двухплазменные комплексы, а вероятность рождения трех- и более компонентных флуктуаций, естественно, уменьшается. Следует отметить, что в состояниях дробного КЭХ имеется дополнительная степень свободы для внутриуровневых волн зарядовой плотности (CDW), и поэтому флуктуации с переходом электронов на вышележащие УЛ могут допол-

нительно иметь слагаемые со структурой $MP(\mathbf{k}) \times CDW(-\mathbf{k})$. На рисунке 3b показаны дисперсии МР и CDW для состояния $\nu = 1/3$, а на расчетной гистограмме рис. 3d виден лидирующий вклад в основное состояние $\nu = 1/3$ от флуктуаций с $\Delta_{CR} = 1$, очевидно, состоящих из спаренных $CDW \otimes MP$.

Получив представление о структуре зарядовых флуктуаций основного состояния системы, можно на качественном уровне объяснить полученную зависимость функции распределения электронов от параметров r_s и ν . Для этого можно воспользоваться соображениями теории возмущений, когда кулоновское взаимодействие порождает флуктуации типа (2). Комплексные амплитуды α_i поправок первого порядка малости по кулоновскому взаимодействию для рождения МР-флуктуаций с суммарным количеством квантов $\Delta_{CR}(i)$ и определенной внутренней конфигурацией имеют вид:

$$\alpha_i = \frac{B_i e^2 / \epsilon \ell_B}{\Delta_{CR} \hbar \omega_c + A_i e^2 / \epsilon \ell_B} = \frac{B_i r_c}{\Delta_{CR} + A_i r_c} = \quad (4)$$

$$= \frac{B_i r_s \sqrt{\nu/2}}{\Delta_{CR} + A_i r_s \sqrt{\nu/2}}, \quad (5)$$

где A_i – константа порядка единицы, отвечающая за величину кулоновского вклада в энергию i -й многоплазменной комбинации при $k = 0$, а константа B_i связана с матричным элементом (3) кулоновской части Гамильтониана. Эти числа зависят от типа основного состояния, фактора заполнения и от индексов вовлеченных УЛ, но при этом сама форма (5) универсальна для любых состояний КЭХ.

Из (5) видно, что веса подмешанных мультиплазменных состояний $|\alpha_i|^2$, а значит и степень размытия функции распределения электронов, при малом смешивании растет вначале линейно по ν (подтверждается рис. 2с) и квадратично по r_s (подтверждается рис. 1с), а затем обе зависимости выходят на насыщение. Независимость декремента затухания от r_s при фиксированном ν (рис. 2b) доказывает взаимосвязь механизма образования зарядовых флуктуаций со структурой магнитоплазменных возбуждений в определенном состоянии КЭХ. А от r_s зависит лишь амплитуда флуктуаций. На качественном уровне усложнение картины МР-флуктуаций при больших факторах заполнения (за пределами результатов рис. 2) связано с увеличением количества каналов распада и дробления “высоких” магнитоплазмонов на мелкие куски, с учетом растущего многообразия возможных переходов между близкими УЛ. Это приводит к укорачиванию хвостов функции распределения, одновременно сгущению количества зарядовых флуктуаций на уровнях вблизи E_F ,

и поэтому более выраженному ферми-жидкостному искажению величины $(1 - Z)$. Это отличие и наблюдается при сравнении функций распределения между случаями нулевого и сильного квантующего магнитных полей. В вышеописанном механизме искажения функции распределения электронов в режиме КЭХ магнитоплазменные комплексы играют роль аналогичную нулевому звуку в классической Ферми-жидкости. На основе численного ответа о доминирующем вкладе конкретно двухплазменных комплексов, можно в перспективе развить результат аналитически в рамках метода экситонного представления для мезоскопической ДЭС. Это поможет определить, какова топология искажения орбитальной волновой функции в основном состоянии КЭХ при малых ν .

В заключение, произведен расчет распределения электронов по уровням Ландау в режиме квантового эффекта Холла при сильном кулоновском взаимодействии. Для этого разработана модифицированная схема точной диагонализации, с сокращенной на порядки численностью базиса многочастичных конфигураций и позволяющая адекватный учет смешивания нескольких уровней Ландау. Изучено поведение функции распределения электронов по уровням Ландау в зависимости от фактора заполнения и параметра Вигнера–Зейтса. Выявлено, что при малых ν квантование Ландау существенно подавляет ферми-жидкостной вклад в величину скачка Мигдала $(1 - Z)$, который уменьшается околoliniейно по ν и квадратично по r_s , одновременно хвосты функции распределения электронов удлиняются. Механизм перестройки функции распределения описан в терминах рождения магнитоплазменных флуктуаций в структуре основного состояния системы. Показано, что главный вклад привносят двухмагнитолазменные флуктуации с суммарным нулевым импульсом. При малых ν и r_s появление магнитолазменной “поляризации” в основном состоянии подавлено, а при $\nu \rightarrow \infty$ (в малых магнитных полях) поляризационное облако магнитолазмонов приходит к насыщению, задающему финальную перенормировку квазичастиц и максимально возможное значение для $(1 - Z)$. Дан-

ные результаты созвучны с ранее наблюдавшимися нераспадом ферми-жидкостных квазичастиц и одномодовым характером коллективных возбуждений в режиме квантового эффекта Холла.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 22-12-00257).

Автор выражает благодарность И. В. Кукушкину за многочисленные обсуждения материалов рукописи.

1. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
2. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 59 (1957).
3. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **32**, 399 (1957).
4. В. П. Силин, ЖЭТФ **34**, 781 (1958).
5. M. S. Hossain, M. K. Ma, K. A. Villegas Rosales, Y. J. Chung, L. N. Pfeiffer, K. W. West, K. W. Baldwin, and M. Shayegan, PNAS **117**(51), 32244 (2020).
6. J. Falson, I. Sodemann, B. Skinner, D. Tabrea, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, K. von Klitzing, and J. H. Smet, DOI:10.1038/s41563-021-01166-1.
7. V. V. Solov'yev and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 115131 (2017).
8. И. В. Кукушкин, ЖЭТФ **162**(10), 480 (2022).
9. А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ, **113**(2), 112 (2021).
10. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
11. В. Е. Бисти, А. Б. Ваньков, А. С. Журавлев, Л. В. Кулик, УФН **185**(4), 337 (2015).
12. V. M. Galitski and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **70**, 035111 (2004).
13. G. Burkard, D. Loss, and E. V. Sukhorukov, Phys. Rev. B **61**, R16303 (2000).
14. N. D. Drummond and R. J. Needs, Phys. Rev. B **79**, 085414 (2009).
15. Yu. A. Bychkov and A. V. Kolesnikov, ZhETF **107**, 1933 (1995).
16. F. D. M. Haldane, Phys. Rev. Lett. **55**, 2095 (1985).
17. A. P. Smith, A. H. MacDonald, and G. Gumbs, Phys. Rev. B **45**, 8829 (1992).
18. A. H. MacDonald, J. Phys. C: Solid State Phys. **18**, 1003 (1985).
19. С. М. Дикман, В. М. Жилин, Д. В. Кулаковский, ЖЭТФ **128**(11), 1025 (2005).