

УДК 530.645:535.2/.3:621.315.592

ГИГАНТСКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ

© 2021 г. А. Л. Парахонский^{1, *}, М. В. Лебедев^{1, 2}, А. А. Дремин¹,
В. В. Соловьев¹, И. В. Кукушкин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физики твердого тела Российской академии наук, Черноголовка, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”,
Долгопрудный, Россия

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

Поступила в редакцию 28.08.2020 г.

После доработки 25.09.2020 г.

Принята к публикации 28.10.2020 г.

Показано, что изучение свойств гигантских оптических флуктуаций в структурах с GaAs/AlGaAs квантовыми ямами в условиях квантового эффекта Холла важно для понимания микроскопической природы флуктуаций квантовых жидкостей. Результаты исследований статистики фотоотсчетов, а также спектрально-корреляционных характеристик фотолюминесценции двумерных электронов позволяют говорить о возможности возникновения в таких системах особого упорядоченного состояния электронной жидкости.

DOI: 10.31857/S0367676521020216

ВВЕДЕНИЕ

Опубликованный нами цикл работ [1–11], касающихся гигантских оптических флуктуаций (ГОФ) в структурах с GaAs/Al_xGa_{1-x}As квантовыми ямами (КЯ) в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ), продемонстрировал принципиальную возможность получения данных о свойствах электронной жидкости из флуктуаций оптического отклика квантово-механической системы. Выявлены условия в квазидвумерной (2D) электронной системе, определяющие согласованное протекание процессов излучательной рекомбинации на макроскопических расстояниях. Надо отметить то обстоятельство, что до сих пор низкоразмерные электронные структуры не исследовались системно в аспекте флуктуаций как источник оптического излучения. Между тем, поскольку в таком оптическом сигнале могут проявляться собственные времена квантовой динамики электронной подсистемы, целесообразно изучать флуктуации источника излучения, например, вблизи фазовых переходов, критических точек [12], а также краевые и/или контактные явления в таких объектах [13]. В условиях макроскопического квантового явления, каким является КЭХ (постоянная Планка h входит в явном виде в холловское сопротивление

и ρ_{xy}), окрестности минимумов продольного сопротивления ρ_{xx} можно рассматривать с точки зрения состояния системы вблизи критической точки. В таком режиме и возникает эффект ГОФ, при котором статистические акты фотолюминесценции (ФЛ) 2D электронов обнаруживают существенную взаимозависимость. Отношение дисперсии к средней интенсивности излучения $\sigma^2/\langle I \rangle$ иногда на порядки превышает пуассоновский шум [1]. Это характерно для целых четных факторов ν заполнения уровней Ландау (УЛ) при температурах $T \approx 1.5\text{--}2.8$ К, а также для $\nu = 1$ и дробных ν при более низких T [5]. Здесь, $\nu = n_s h / (eB)$, n_s — концентрация электронов в 2D слое, e — заряд электрона, B — индукция магнитного поля. Микроскопическая теория ГОФ пока не создана и требует дополнительных методологических усилий для получения непосредственной информации о внутренних механизмах и детального описания переходов. Наблюдаемая картина с учетом вытекающих из нее предположений на данный момент выглядит так. При непрерывном фотовозбуждении (ФВ) 2D системы лазером с энергией фотонов, превышающей энергию уровней исследуемых электронных состояний в GaAs КЯ, но ниже высоты энергетического барьера Al_xGa_{1-x}As, с

изменением B происходит выравнивание n_s по всей освещенной поверхности образца за счет обмена электронами между соседними областями 2D канала по мере приближения к так называемой точке однородности электронной плотности ($B = B_u$). В этой точке локальные концентрации 2D электронов совпадают с высокой точностью [2] и случайный потенциал примесей перестает экранироваться (холловский диэлектрик). Это однородное состояние неустойчиво и система совершает спонтанные переходы между диэлектрическим и проводящим состоянием. Малые флуктуации электронной плотности в условиях ФВ вызывают флуктуационные переходы металл-диэлектрик и гигантские флуктуации ФЛ 2D электронов. Этот эффект наиболее ярко выражен при $\nu = 2$ в структуре с одиночной квантовой ямой (ОКЯ). При $B > B_u$ и большом пятне ФВ (см. ниже) система, по-видимому, разбивается на макроскопические домены, внутри которых продолжает сохраняться фактор заполнения $\nu = 2$ за счет перераспределения электронов, в то время как в пространстве между доменами $\nu < 2$. С ростом B площади доменов уменьшаются, и макроскопические пространственные корреляции между излучением различных точек образца постепенно исчезают. Изменение локального фактора заполнения интересно для оценки масштабов энергии в 2D системе и с точки зрения особенностей кинетики рекомбинации. Известно, что в магнитооптических экспериментах квантование циклотронного движения электронов приводит к осцилляциям термодинамических и кинетических характеристик 2D систем [14]. Принимая во внимание это обстоятельство, логично ожидать подобное влияние на параметры ГОФ, например, на переход между сжимаемой проводящей и несжимаемой диэлектрической фазами и на корреляционные характеристики.

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ МЕТОДОЛОГИЯ И АНАЛИЗ ГОФ

Для определения степени и характера связи элементов 2D системы в условиях ГОФ мы провели большой цикл экспериментов с применением ряда методов и разных групп образцов [5, 11]. Эффект ГОФ впервые был обнаружен в условиях КЭХ в ОКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.3$) n -типа шириной $l = 25$ нм, концентрацией $n_s = 3.8 \cdot 10^{11}$ см⁻² и подвижностью $\mu = 1.3 \cdot 10^6$ см² · В⁻¹ · с⁻¹ [1]. Подвод возбуждающего излучения осуществлялся через световод, являющийся одновременно собирающим и установленный непосредственно у поверхности образца (размер пятна света около 1 мм) (рис. 1). Впоследствии использовались и другие схемы измерения ГОФ, позволяющие ра-

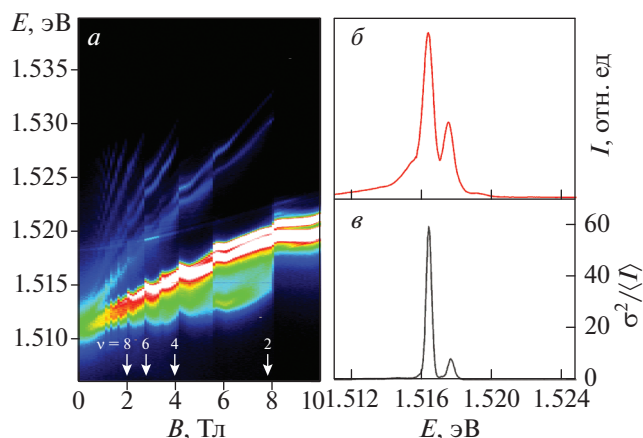


Рис. 1. Спектры ФЛ в диапазоне $B = 0$ –10 Тл в цветовой шкале (тон от черного к белому соответствует I от нуля до максимума). Факторы заполнения $\nu = 8, 6, 4$ и 2 проявляются в резких скачках в спектральном положении линий ФЛ и совпадают с соответствующими транспортными характеристиками (а); спектры ФЛ, измеренные в факторе $\nu = 2$ ($B = 7.78$ Тл) (б); нормированная дисперсия $\sigma^2/\langle I \rangle$ ($\nu = 2$) (в).

ботать с большим пятном света (~ 1 см), а также исследовать сигналы неупругого рассеяния света (НРС) (см. ниже). Мощность ФВ всегда была существенно меньше значения, при котором наступает перегрев электронной подсистемы [6]. Установлено, что гигантские флуктуации имеют времена от единиц до сотен и даже тысячи секунд, демонстрируя макроскопические пространственно-временные корреляции [2, 3, 10]. Вблизи $\nu = 2$ (поперечное магнитное поле $B \approx 7.8$ Тл, температура $T \approx 1.5$ К) помимо шума интенсивности присутствует телеграфный шум спектрального положения ФЛ линий основной (E_{0SB}) и первой возбужденной (E_{1SB}) квантово-размерных подзон, характеризующий переключение между двумя излучающими состояниями 2D электронов [10]. Такой шум не является достаточным условием для возникновения неустойчивости, вызывающей флуктуации интенсивности. Например, при $\nu = 3$, когда уровень Ферми находится в щели, обусловленной спиновым расщеплением, телеграфный шум максимален, но гигантский шум интенсивности не наблюдается. Само наличие резких скачков в спектрах свидетельствует об образовании щели в плотности состояний (ПС) 2D электронов, где ПС близка к нулю. Это может быть связано с кулоновским расталкиванием состояний, имеющих благодаря случайному потенциалу одинаковую энергию, но принадлежащих разным УЛ [1]. Оба вида шума были измерены при ФВ лазерным диодом (ЛД) с энергией фотонов 1.653 эВ. Для каждого спектра вычислялись

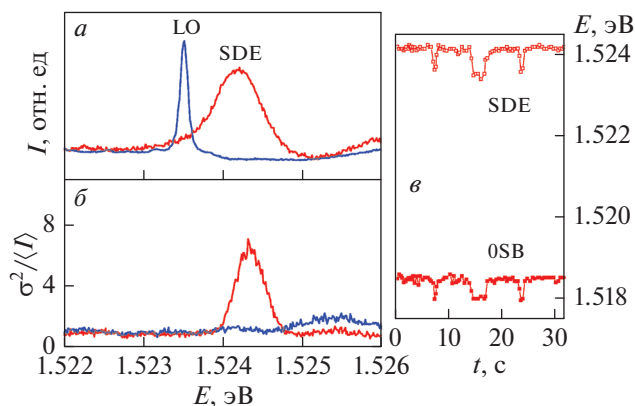


Рис. 2. Спектры НРС, измеренные в режиме ГОФ при факторе заполнения $\nu = 2$ для разных энергий Ti–Sp лазера: $E_{Ti-Sp} = 1.545$ эВ (SDE мода) и 1.560 эВ (LO фонон) (а); спектральные зависимости параметра $\sigma^2 / \langle I \rangle$ ($\nu = 2$) для $E_{Ti-Sp} = 1.545$ эВ (красная кривая) и 1.560 эВ (синяя кривая) (б); временные зависимости спектрального положения линии SDE и линии ФЛ верхнего спинового подуровня E_{0SB} (телеграфный шум) (в).

средняя интенсивность $\langle I \rangle$, дисперсия $\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2$ и их отношение:

$$\frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle} = \frac{\sigma^2}{\langle I \rangle}. \quad (1)$$

В такой схеме измерения отношение (1) имеет значения порядка 100, а иногда и на порядок выше. Это обстоятельство можно рассматривать как проявление флуктуаций источника излучения вблизи критической точки, при котором коррелированные состояния, ответственные за указанную статистику фотоотсчетов, возникают на расстоянии, существенно превышающем межчастичное [15], и система оказывается чувствительной к локальным концентрациям частиц. При непрерывном ФВ заполнение можно считать постоянным и спектр 2D ФЛ отражает энергетическое распределение одночастичной ПС 2D электронов в зоне проводимости $D_e(E) \propto dn_s/dE$ [16]. Связь между n_s и $D_e(E)$ сохраняется и при наличии межчастичного взаимодействия, однако спектр системы усложняется и перераспределение n_s сильно зависит от экранирующего фактора [17]. При больших n_s в условиях ФВ возможны отступления от одноэлектронного сценария ЦКЭХ [20]. В таких случаях возрастает роль флуктуаций и корреляций.

Используя возможности корреляционной спектроскопии, традиционно применяемой для анализа шумов, можно изучать квазипериодические процессы, находить характерное время релаксации,

исследовать динамику аттракторов. Анализ автокорреляционной функции (АКФ) телеграфного шума позволяет оценить среднее время переключения между двумя состояниями – состояния с однородной плотностью электронов (низкая интенсивность ФЛ) и неоднородного состояния (высокая интенсивность). Нормированная АКФ интенсивности в этих условиях описывает волну с периодом P , фазой Φ и временем затухания τ_d [10]:

$$A(\tau) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + e^{-\frac{|\tau|}{\tau_s}} \right\} \cos \left(\frac{2\pi\tau}{P} + \Phi \right) \cdot e^{-\frac{|\tau|}{\tau_d}}, \quad (2)$$

где τ_s – среднее время переключений, достигающее 100 с.

Затухающая АКФ, как известно, является одним из критериев хаотичности аттрактора в фазовом пространстве управляющего параметра. Действительно, такой аттрактор наблюдался в наших экспериментах [9].

Макроскопический характер ГОФ подтверждается экспериментами по НРС, позволяющему исследовать энергии межподзонных расщеплений в 2D системах [4, 18, 19]. Для изучения НРС нами применялся двухсветоводный метод: первый световод использовался для подвода возбуждающего излучения, второй – для регистрации ФЛ и НРС. Найдено, что интенсивность межподзонного НРС (возбуждение спиновой плотности, SDE мода [18]) при $\nu = 2$ также испытывает аномальные флуктуации (рис. 2). Кроме этого, обнаружен телеграфный шум SDE линии, синфазный телеграфному шуму 2D ФЛ линий (рис. 2в), а флуктуации интенсивности SDE моды синфазны флуктуациям 2D ФЛ интенсивности. При этом исследование сигнала НРС на объемном продольном оптическом (LO) фоне показало, что флуктуации интенсивности НРС имеют пуассоновское распределение (рис. 2б), что подтверждает “двумерную” природу ГОФ.

Для изучения пространственных корреляций в системе взаимодействующих носителей в 2D плоскости в режиме ГОФ была разработана специальная методика, формирующая большое пятно света на поверхности образца и использующая линейку из 7 регистрирующих световодов [8]. Этот метод позволил наблюдать форму спектра в разных точках 2D плоскости и ее изменение во времени. 2D система возбуждалась полупроводниковым лазером с энергией фотонов 1.536 эВ. Использовалось также ФВ, близкое к резонансному по отношению к E_{1SB} подзоне. Сигнал ФЛ основной подзоны E_{0SB} измерялся одновременно в двух различных световодах F_i и F_j регистрирующей линейки. При этом исследовались взаимно-корреляционные функции (ВКФ) и коэффициенты корре-

ляции $C_{ij} = \langle [I_i - \langle I_i \rangle] \cdot [I_j - \langle I_j \rangle] \rangle / (\sigma_i^2 \sigma_j^2)^{1/2}$ между двумя значениями интенсивности I_i и I_j . При резонансном возбуждении в E_{ISB} подзону сравнение спектральных характеристик 2D системы позволило наблюдать положение двух линий ФЛ в динамике (от $\nu = 3$ к 2). В этом случае первоначально несовпадающие спектральные положения линий любой пары F_{ij} по мере увеличения B сближаются и полностью совпадают в точке однородности ($B = B_u$) [10]. Соответствующие ВКФ при этом практически идентичны АКФ и описываются выражением (2), а значения C_{ij} близки к 1 (рис. 3). Точка $B = B_u$ представляет особый интерес, поскольку именно в этой точке наблюдается максимальная интенсивность шума. При превышении B_u на величину порядка 10^{-2} Тл интенсивность шума падает более чем на порядок, хотя пространственный масштаб корреляций все еще остается макроскопическим (~ 1 мм). Это позволяет предположить, что основную роль в точке B_u играет полное подавление низкочастотных электромагнитных флуктуаций из-за бездиссипативности системы при строгом выполнении условий ЦКЭХ.

Здесь важно отметить, что максимальный шум интенсивности возникает именно при резонансном ФВ. Эксперименты выявили заметные различия в свойствах ГОФ при разных размерах пятна ФВ (КЯ с $l = 25$ нм). При большом диаметре пятна (~ 1 см) и $B > B_u$ телеграфный шум исчезает, а шум интенсивности существенно уменьшается, охватывая существенно больший диапазон B , чем при малом пятне. ВКФ в этом режиме имеют только осциллирующие члены, а фаза определяется разностью фаз $\Delta\Phi = \Phi_j - \Phi_i$ стоячих волн в соответствующих точках образца:

$$C(\tau) = \langle I_i \rangle \langle I_j \rangle + \frac{1}{8} \Delta I_i \Delta I_j \cos\left(\frac{2\pi\tau}{P} + \Delta\Phi\right), \quad (3)$$

где $\Delta I_{i(j)} = (I_{i(j)\text{max}} - I_{i(j)\text{min}})/2$. Наличие общего пятна ФВ для пространственных корреляций излучения является обязательным. Этому аспекту посвящена работа [2], в которой показано, что корреляции исчезают, если электронную систему искусственно разбить на две несвязанных между собой подсистемы. Мы провели ряд экспериментов по варьированию параметров 2D систем для выявления условий возникновения и прерывания макроскопического состояния при $\nu = 2$. Исчезновение этого эффекта в условиях ГОФ наблюдалось при изучении корреляций сигналов 2D ФЛ, регистрируемых из двух пространственно разделенных областей образца. Это и уже упомянутая работа [2] по разделению электронной системы в плоскости 2D слоя. В этом случае корреляции

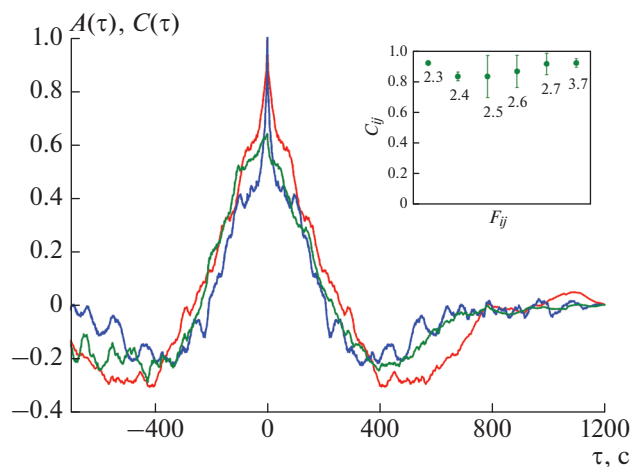


Рис. 3. АКФ функции $A(\tau)$ 2D ФЛ сигналов, зарегистрированных парой световодов F_{25} ($i = 2$ — красная кривая, $j = 5$ — синяя кривая), и ВКФ функция $C(\tau)$ (зеленая кривая) для данной пары в точке B_u ($\nu = 2$). На вставке приведены значения коэффициента корреляции C_{ij} для разных пар световодов в B_u .

ляции исчезали в результате разделения светового пятна посредством черной полоски. Во втором случае таким фактором служил потенциальный барьер определенной толщины между двумя КЯ [3]. Можно предположить, что третьим фактором (помимо барьера в латеральном и поперечном направлениях), влияющим на корреляции, служит величина размерного квантования (тема предстоящей публикации). Предварительные данные указывают на то, что в структурах с более узкой ($l = 12$ нм) GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As КЯ при $T \leq 2$ К ($\nu = 2$) 2D ФЛ также испытывает большие флуктуации интенсивности ($\sigma^2/\langle I \rangle \approx 50$). Телеграфный шум выражен слабо и, в отличие от более широкой КЯ ($l = 25$ нм), макроскопические корреляции между флуктуациями интенсивности при $\nu = 2$ не наблюдаются.

Безусловно, для полноты методологической картины важно охватить методы и результаты, позволяющие дать информацию о влиянии внешних факторов на характер и параметры ГОФ. Как было обозначено во введении, одним из них является температура. Было обнаружено, что ГОФ исчезают скачкообразно при превышении критического значения T , ниже которого шумы не изменяются в довольно широком интервале ΔT [5]. Это неожиданный результат, показывающий, что в исследуемом явлении температура перестает быть существенным фактором, определяющим проводимость (σ_{xx}) системы. Связаны лишь пороговые значения T и σ_{xx} , определяемые шириной энерге-

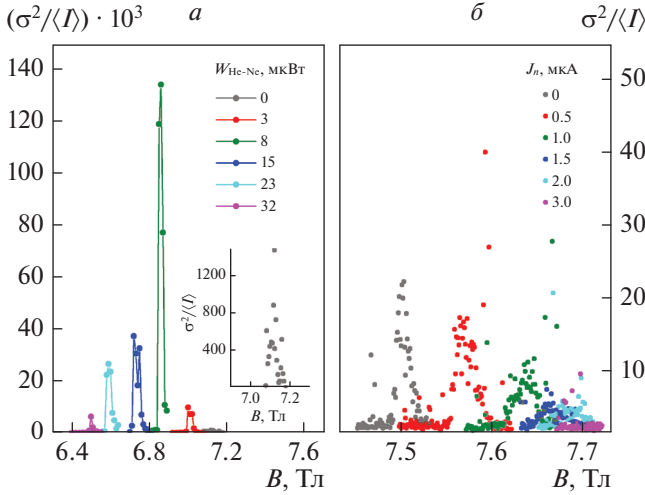


Рис. 4. B -зависимости профилей $\sigma^2/\langle I \rangle$ сигнала ФЛ из первой КЯ в ДКЯ ($\nu = \nu_1 + \nu_2 = 4$) при разных значениях $W_{\text{He-Ne}}$. На вставке приведен профиль при $W_{\text{He-Ne}} = 0$ в уменьшенном масштабе (а); B -зависимости $\sigma^2/\langle I \rangle$ при разных значениях тока J_n (мкА) в ОКЯ ($l = 25$ нм) (б).

тической щели. В то же время, температурные особенности могут проявляться в ДКЯ ($l_1/d/l_2$). При определенной толщине барьера d , разделяющего электронные слои шириной l_1 и l_2 , когда расстояние d сравнимо с расстоянием между электронами в 2D плоскости, наблюдается гистерезис в B -зависимостях амплитуды ГОФ [6]. Мы предполагаем, что данное состояние — характеристика двойной электронной 2D системы, испытывающей фазовые переходы при двух критических температурах T_1 и T_2 , и являющейся неким аналогом стационарного эффекта Джозефсона. Было обнаружено влияние мощности He-Ne лазера ($W_{\text{He-Ne}}$) на дисперсию шума в ДКЯ (30/40/22 нм) и зависимость $\sigma^2/\langle I \rangle$ от B [6, 8]. Энергия $E_{\text{He-Ne}} = 1.958$ эВ превышает величину прямой щели $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для данного состава $x = 0.3$ и T и обеспечивает поглощение света в смежном с 1КЯ ($l_1 = 30$ нм) слое (спейсере), отделяющем ее от δ -слоя Si-доноров, заметно изменяя концентрацию электронов n_1 в ней. Из рис. 4а видно, что $\sigma^2/\langle I \rangle$ (1КЯ) имеет сильно немонотонную зависимость от мощности подсветки, резко возрастая при $W_{\text{He-Ne}} = 0-8$ мкВт/см², затем следует плавный спад. Для 2КЯ ($l_2 = 22$ нм) зависимость $\sigma^2/\langle I \rangle$ от $W_{\text{He-Ne}}$ качественно схожа с первой. Резкий рост ГОФ при малой $W_{\text{He-Ne}}$ может быть обусловлен дальнедействующими флуктуациями (ДФ) случайного потенциала заряженных

доноров, которые весьма существенны в отсутствие экранирования [21]. Для концентрации доноров $n_D = 3.4 \cdot 10^{11}$ см⁻² (близкой к n_1) характерная энергия ДФ:

$$E_{LRF} = \sqrt{2\pi} \frac{e^2 \sqrt{n_D}}{\epsilon} \approx 17 \text{ меВ} \quad (4)$$

сравнима с циклотронной ($\hbar\omega_c$); $\epsilon = 12.5$ — диэлектрическая проницаемость. Последующее снижение уровня шума связано с уменьшением полной плотности электронов в ДКЯ, что ведет к сдвигу ГОФ в меньшие B . Как видно из (4), параметр E_{LRF} не зависит от ширины спейсера и электронную 2D жидкость в этих условиях можно считать несжимаемой. Однако в реальных профилях край образца представляет собой набор чередующихся сжимаемых и несжимаемых полосок электронной квантовой жидкости (ЭКЖ), в том числе и при ЦКЭХ [22]. Мы предположили, что во флуктуирующей электронной 2D системе с изменяемым контактным потенциалом, электроны, попадающие в КЯ, могут влиять на фотовозбужденные состояния и менять режим оптических флуктуаций. Это должно зависеть от структуры физического края и экранирующих свойств электронных состояний. Для проверки этого предположения на структуре с ОКЯ ($l = 25$ нм) был сформирован полупрозрачный металлический барьер, с помощью которого появилась возможность менять величину контактного потенциала U_n , регулируя величину тока $J_n \sim n_s e U_n$, текущего в цепи 2D канал-затвор и регистрировать сигнал ФЛ. На рис. 4б показаны B -зависимости параметра $\sigma^2/\langle I \rangle$, измеренные при разных J_n . Видно, что величина ГОФ падает с ростом J_n , а профиль $\sigma^2/\langle I \rangle$ сдвигается в сторону больших B , что связано с ростом n_s в канале (режим обогащения). При $J_n = 3$ мкА ГОФ полностью исчезают. Величина U_n при этом значении J_n также имеет порядок $\hbar\omega_c/e$. Прекращение ГОФ свидетельствует об изменении структуры электронной плотности вблизи границы и далее, в объеме (фактор $\nu = 2$ наблюдается при больших B), и ЭКЖ в итоге переходит из однородного несжимаемого состояния в сжимаемое.

Все проведенные исследования корреляций интенсивностей ФЛ были выполнены нами в диапазоне времен от 1 до 1000 с. Такие измерения позволили проследить длинновременную динамику ГОФ. Для понимания микроскопической природы флуктуаций ЭКЖ представляется потенциально информативным изучение корреляций фотонов в этих системах в наносекундном масштабе времен. Для регистрации корреляций при этом может быть применена схема [8],

а также система для счета отдельных фотонов [23]. Мы рассчитываем, что корреляции на столь коротких временах будут нести непосредственную информацию об основном и возбужденных состояниях несжимаемой электронной жидкости. Предусмотрена также возможность изучения фотонных корреляций излучающих областей ГОФ (“2D доменов”) при помощи установки, включающей в себя оптический криостат со сверхпроводящим соленоидом, систему создания изображения большого фрагмента образца и видеосъемки в разных временных масштабах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продемонстрирована возможность получения данных о свойствах ЭКЖ из флуктуаций оптического отклика электронной 2D системы. В режиме КЭХ найдены условия, при которых вся площадь образца излучает свет коррелированным образом, и возникают гигантские флуктуации оптического отклика 2D электронов (эффект ГОФ). Такую структуру можно рассматривать как своего рода сильнокоррелированный макроскопический источник света. Традиционно при рассмотрении когерентности излучения теплового источника сам источник считается стохастическим, излучение с постоянной фазой непродолжительно и определяется временем когерентности. В нашем случае излучение самого источника изначально обладает корреляциями. Описание этих состояний и сравнение времен затухания корреляций с характерными временами в системе было бы естественным обобщением существующей теории, а методология и экспериментальный материал по ГОФ представляют широкий спектр средств для изучения свойств ЭКЖ. Флуктуации источника ГОФ позволяют исследовать новые явления, возникающие вблизи критической точки, каковой можно считать точку однородности электронной плотности (B_u) в ОКЯ и ее аналог в ДКЯ. Использование He-Ne лазера с разной мощностью подсветки позволяет влиять на механизм “усиления” оптического отклика ГОФ и селективно управлять экранирующими свойствами ЭКЖ. Другой возможностью является регулирование контактной разности потенциалов, приложенной к 2D системе в режиме ГОФ, при котором происходит изменение локального фактора заполнения, и край электронной системы переходит из несжимаемого состояния в сжимаемое. Для понимания микроскопической природы ГОФ и расчетов из первопринципов представляется эффективным изучение корреляций фотонов в наносекундном диапазоне времен.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волков О.В., Кукушкин И.В., Лебедев М.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 558.
2. Лебедев М.В., Кукушкин И.В., Волков О.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 345.
3. Лебедев М.В., Волков О.В., Парахонский А.Л. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. С. 363.
4. Лебедев М.В., Кукушкин И.В., Парахонский А.Л. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. С. 138.
5. Парахонский А.Л., Лебедев М.В., Кукушкин И.В. и др. // ФТТ. 2007. Т. 49. № 5. С. 925.
6. Парахонский А.Л., Лебедев М.В., Курпичев В.Е., Кукушкин И.В. // ФТП. 2009. Т. 43. № 1. С. 76.
7. Parakhonsky A.L., Lebedev M.V., Dremine A.A. // Phys. E. 2010. V. 42. P. 1610.
8. Parakhonsky A.L., Lebedev M.V., Dremine A.A. // Phys. E. 2011. V. 43. P. 1449.
9. Parakhonsky A.L., Lebedev M.V., Dremine A.A., Kukushkin I.V. // Phys. E. 2012. V. 44. P. 1653.
10. Parakhonsky A.L., Lebedev M.V., Dremine A.A., Kukushkin I.V. // Phys. E. 2014. V. 56. P. 319.
11. Parakhonsky A.L., Lebedev M.V., Dremine A.A., Kukushkin I.V. // In book: Research advances in quantum dynamics. Ch. 5. Edinburg: University of Texas, 2016. P. 93.
12. Гинзбург В.Л., Голдберг У.И., Головкин В.А. и др. Рассеяние света вблизи точек фазовых переходов. М.: Наука, 1990. 414 с.
13. Weiss D., Klitzing K. von, Mossar V. Two-dimensional systems: physics and new devices. Springer-Verlag, 1986. P. 204.
14. Курпичев В.Е., фон Клитцинг К., Кукушкин И.В. др. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. № 11. С. 630.
15. Kadanoff L.P., Swift J. // Phys. Rev. 1968. V. 166. P. 89.
16. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. // УФН. 1993. Т. 163. № 1. С. 105.
17. Кукушкин И.В., Мешков С.В., Тимофеев В.Б. // УФН. 1988. Т. 155. № 2. С. 219.
18. Pinczuk A., Dennis B.S., Heiman D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. Art. No 3623.
19. Kulik L.V., Kukushkin I.V., Kirpichev V. E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. Art. No 1837.
20. Van der Meulen H., Sarkar D., Calleja J. et al. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. No 15. Art. No 155314.
21. Efros A.L. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. Art. No 11354.
22. Chklovskii D.B., Shklovskii B.I., Glazman L.I. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. Art. No 4026.
23. Lebedev M., Demenev A., Parakhonsky A., Misochko O. // J. Russ. Laser Res. 2019. V. 40. P. 64.

Giant optical fluctuations in quantum-size electron systems**A. L. Parakhonsky^{a,*}, M. V. Lebedev^{a,b}, A. A. Dremin^a, V. V. Solovyev^a, I. V. Kukushkin^a**^a*Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*^b*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701 Russia*^{*}*e-mail: alpar@issp.ac.ru*

It is shown that the study of the properties of giant optical fluctuations in GaAs/AlGaAs quantum well structures under the quantum Hall effect conditions is important to understanding the microscopic nature of fluctuations in quantum liquids. The results of the study of photon-count statistics as well as spectral-correlation characteristics of two-dimensional electrons suggest the possibility of a special ordered state of an electronic liquid in such systems.