

Нелинейный оптический отклик возбужденной лафлиновской жидкости 1/3

Л. В. Кулик¹⁾, А. С. Журавлев, А. В. Ларионов, А. Б. Ваньков, А. А. Загитова, И. В. Кукушкин, В. Уманский

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 27 июля 2023 г.

После переработки 18 августа 2023 г.

Принята к публикации 18 августа 2023 г.

Экспериментально исследован ансамбль нейтральных возбуждений в лафлиновской жидкости в дробном состоянии 1/3. Обнаружено, что возбуждения вызывают нелинейный оптический отклик, проявляющийся в виде квадратичной зависимости сигнала отражения от мощности возбуждения. Приведенные экспериментальные результаты показывают, что наблюдаемый эффект обусловлен вкладом когерентного антистоксово-стоксова рассеяния света от возбужденной лафлиновской жидкости.

DOI: 10.31857/S123456782318012X, EDN: wxijgh

Двумерная электронная система позволяет исследовать квазичастицы с различной статистикой. В трех измерениях электронные комплексы могут быть либо фермионными, включающими сами электроны, дырки, трионы, плазмарионы и т. д., либо бозонными, включающими экситоны, плазмоны, биэкситоны, плекситоны и т. д. Напротив, в двумерной электронной системе, находящейся во внешнем магнитном поле, допускается дробная (энионная) статистика квазичастиц, являющаяся промежуточной между бозонным и фермионным пределами [1]. Возможность экспериментальной реализации энионной статистики в двумерных электронных системах была признана вскоре после пионерской работы Лафлина, описывающей свойства электронных систем для нескольких дробных квантово-холловских (ДКЭХ) состояний [2]. Однако лишь недавно было доказано, что определенные квазичастицы в двумерных электронных системах действительно являются энионами. Оказалось, что в состоянии ДКЭХ 1/3 поведение заряженных квазичастиц отличается от поведения частиц с бозонной или фермионной статистикой. Вместо этого они ведут себя как частицы со статистикой $\pi/3$ [3, 4]. Кроме того, в состояниях ДКЭХ ожидается более сложная статистика, в том числе и неабелевого вида [5].

Возникает вопрос, каковы нейтральные возбуждения в объеме такой энионной материи. Существует теоретический консенсус относительно магниторотонов – нейтральных возбуждений с орбитальным угловым моментом, равным единице [6, 7], – которые считаются бозонами. Тем не менее эксперименталь-

ная работа с магниторотонами представляет собой сложную задачу, поскольку они хорошо определены только при больших двумерных импульсах порядка обратной магнитной длины. При нулевом импульсе (в наиболее подходящем для экспериментального исследования случае) эти возбуждения попадают в многоротонный континуум и затухают [8, 9]. В то же время теоретический анализ предсказывает наличие другой низкоэнергетической бозонной ветви нейтральных возбуждений, существующей при нулевом импульсе, а именно, ветви “магнитогравитонов” [10–12].

Магнитогравитоны, пожалуй, – одни из самых экзотических квазичастиц в физике твердого тела. Традиционно их описывают в терминах возмущений пространственной метрики, введенных для системы квазичастиц ДКЭХ [10]. Эти возбуждения имеют орбитальный угловой момент, равный двум. Если бы их и удалось обнаружить экспериментально, они бы быстро релаксировали в основное состояние [13]. Тем не менее было обнаружено, что при определенных параметрах удерживающего потенциала двумерной системы аналоги магнитогравитонов с единичным спином (будем в дальнейшем называть их “спиновые магнитогравитоны”) могут быть нижайшими по энергии нейтральными возбуждениями с нулевым импульсом. Ранее авторам статьи удалось создать необходимые экспериментальные условия для наблюдения ансамбля спин-магнитогравитонов [14]. В настоящей работе мы исследуем оптические свойства возбужденной лафлиновской жидкости со спин-магнитогравитонами и наблюдаем новый эффект – нелинейный оптический отклик возбужденной лафлиновской жидкости.

¹⁾e-mail: kulik@issp.ac.ru

Для исследования ансамбля спин-магнитограви-
тонов была использована гетероструктура с кванто-
вой ямой GaAs/AlGaAs шириной 18 нм с concentra-
цией электронов $8.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Образец помещался в
криостат с откачкой паров ^3He для обеспечения ми-
нимальной температуры образца 0.5 К. Оптические
измерения проводились во внешнем магнитном поле
до 14 Тл с использованием двух экспериментальных
схем. В двухсветовой конфигурации (I) один све-
товод подводил излучение лазера накачки к образцу,
а другой использовался для сбора отраженного света
и направления его на входную щель спектрометра.
Во второй схеме (II) имелось оптическое окно, ис-
пользуемое как для подведения возбуждающего све-
та к образцу, так и для сбора рассеянного света. Рав-
номерно возбуждаемая область в первой экспери-
ментальной схеме имела диаметр 600 мкм, тогда как вто-
рая конфигурация позволяла сфокусировать пучок
лазера накачки в гораздо меньшее пятно диаметром
менее 100 мкм, но с неравномерным пространствен-
ным распределением. Использовалась спектроскопи-
ческая методика, основанная на резонансном отра-
жении света (RR, *resonant reflection*). Электронная
система возбуждалась с помощью перестраиваемого
непрерывного лазерного источника с шириной линии
10 МГц. Вклад отражения от поверхности образца
подавлялся с помощью скрещенных линейных поля-
ризаторов, установленных между образцом и торца-
ми накачивающего и собирающего световодов. Так-
же мы измерили спектры резонансной фотолюмини-
сценции (PL, *photoluminescence*) и фотовозбуждения
(PLE, *photoexcitation*) электронной системы (рис. 1).

В спектре фотовозбуждения исследуемой кванто-
вой ямы наблюдаются линии, соответствующие раз-
решенным двухчастичным оптическим переходам из
валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны
проводимости. Дырочные состояния в подзонах лег-
ких и тяжелых дырок валентной зоны в магнитном
поле представляют собой суперпозиции состояний на
0, 1, 2, 3 уровнях Ландау и с проекциями спина на
ось магнитного поля $-3/2$, $-1/2$, $1/2$ и $3/2$. Слия-
ние уровней Ландау конечной ширины приводит к
непрерывной области слабозапрещенных оптических
переходов с энергиями выше энергий разрешенных
оптических переходов с нулевого уровня Ландау тя-
желых дырок на нулевой уровень Ландау зоны про-
водимости (рис. 1). Следовательно, в спектрах ре-
зонансной фотолюминесценции значительную силу
осциллятора проявляют переходы между нулевыми
уровнями Ландау (0e-0h). Поскольку нижний спинов-
ый подуровень нулевого уровня Ландау электронов
занят лафлиновской жидкостью, его интенсивность

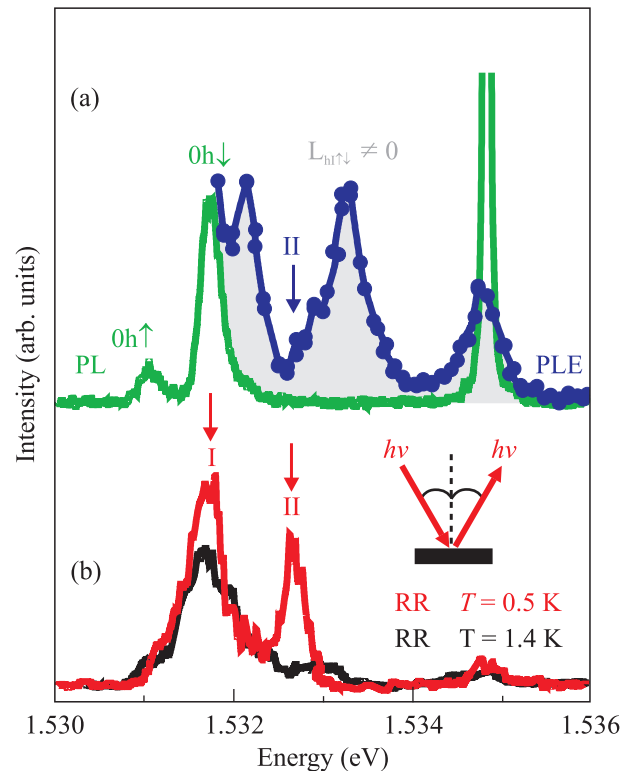


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Спектры фотовозбуж-
дения (PLE) (синие точки) и резонансной фотолюми-
несценции (PL) (зеленая линия) лафлиновской жидко-
сти, измеренные при температуре 0.5 К. Допустимые
оптические переходы 0e-0h отмечены как 0h↑ и 0h↓ в
зависимости от спина электрона в зоне проводимости
GaAs (g -фактор электрона в GaAs отрицательный). Се-
рым фоном отмечена область слабозапрещенных опти-
ческих переходов из валентной зоны в зону проводимости,
из дырочных состояний с преимущественно ненуле-
вым орбитальным угловым моментом. (b) – Спектр
резонансного отражения (RR) лафлиновской жидко-
сти при 0.5 К (красная линия) и электронной систе-
мы при 1.4 К при разрушении лафлиновской жидкости
(черная линия). На вставке показана схема измерения
сигнала RR

резонансной PL существенно меньше по сравнению
с интенсивностью PL с верхнего спинового подуров-
ня [14]. По той же причине в спектре RR электрон-
ной системы мы наблюдаем только одну хорошо раз-
личимую линию (I) с интенсивностью, значительно
превышающей интенсивность остальных линий RR.
Природа канала (I) отражения становится понят-
ной из соответствующего спектра PL. Процесс мож-
но представить как поглощение фотона из лазерно-
го источника с созданием электрон-дырочной пары
с дыркой на нулевом уровне Ландау подзоны тяже-
лых дырок валентной зоны и электроном на пустом
верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Лан-

дау зоны проводимости с последующей рекомбинацией фотовозбужденной электрон-дырочной пары.

Помимо основной линии I, в спектре RR лафлиновской жидкости наблюдается линия II заметной интенсивности, энергия которой не соответствует максимуму плотности состояний валентной зоны (рис. 1) [14]. Она связана с наличием в лафлиновской жидкости спин-магнитогравионов. Интенсивность линии II сильно меняется, когда дополнительное лазерное излучение с энергией, превышающей энергию оптического перехода ($0e-0h$), создает ансамбль сверхдолгоживущих спин-магнитогравионов.

Спин-магнитогравионы образуются в ходе релаксационных процессов (рис. 2). Электрон из валентной зоны квантовой ямы переносится на незанятый верхний спиновый подуровень нулевого уровня Ландау посредством слаборазрешенного оптического перехода. Фотовозбужденная дырка из валентной зоны релаксирует на верхний спиновый подуровень нулевого уровня Ландау тяжелых дырок за счет сильной спин-орбитальной связи в валентной зоне GaAs, вызывая изменение полного спина электронной системы. Затем при рекомбинации с электроном лафлиновской жидкости дырка из валентной зоны превращается в ферми-дырку, занимая место электрона на нижнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау зоны проводимости. В результате фотовозбужденный электрон и ферми-дырка могут образовать спин-магнитогравион при условии, что в процессе релаксации фотовозбужденной дырки в валентной зоне часть энергии релаксации, необходимая для возбуждения спин-магнитогравиона, передается электронам лафлиновской жидкости (рис. 2). В нашем исследовании мы обнаружили, что наибольшая скорость роста линии II на единицу мощности дополнительного лазерного излучения возникает, когда лазерное излучение имеет ту же энергию, что и оптический переход, связанный с линией II [14]. Поэтому именно в этом оптическом переходе наиболее эффективно образуются спин-магнитогравионы, тогда как наиболее эффективным каналом создания спин-магнитогравионов является передача всей энергии релаксации в валентной зоне на возбуждение электронов в лафлиновской жидкости. В этом случае для рассеивания избыточной энергии не требуется дополнительный акустический фотон (рис. 2). Этот процесс представляет собой резонансное стоксово комбинационное рассеяние света, создающее спин-магнитогравионы.

Однако само по себе стоксово комбинационное рассеяние не может привести к появлению линии в

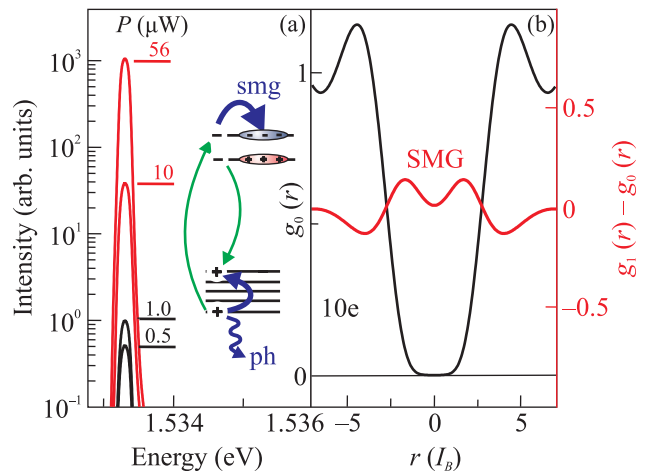


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Интенсивности резонансного отражения линии (II) при уровнях мощности лазерного возбуждения от 0.5 до 56 мкВт. На диаграмме изображены схемы оптических переходов, образующих спин-магнитогравионы (smg). (б) – Левая вертикальная ось – парная корреляционная функция $g(r)$ для основного состояния лафлиновской жидкости при факторе заполнения $1/3$ (черная кривая). Правая вертикальная ось – разность парных корреляционных функций для возбужденного и основного состояний, построенных для спин-магнитогравиона с нулевым импульсом (красная сплошная линия). Переменная r дана в единицах магнитной длины. Численный расчет проводился для 10 электронов по методике, описанной в [14]

спектре отражения. Для наблюдения линии II необходимо обратное антистоксово комбинационное рассеяние света от возбужденной лафлиновской жидкости. В этом случае не корректно рассматривать “фермиевскую дырку” в лафлиновской жидкости, которая могла бы быть заполнена валентным электроном при антистоксовом комбинационном рассеянии света, так как такого возбуждения не существует. Как показано на рис. 2, положительные и отрицательные заряды в спин-магнитогравионе “размазаны” в пространстве не менее чем на пять магнитных длин. Тем не менее возможен оптический переход из валентной зоны в зону проводимости с аннигиляцией спин-магнитогравиона как процесс, обратный стоксову комбинационному рассеянию. Таким образом, вклад в линию II могут вносить два процесса рассеяния: i) стоксово комбинационное рассеяние света, создающее спин-магнитогравион в основном состоянии лафлиновской жидкости, за которым следует антистоксово комбинационное рассеяние, аннигилирующее этот спин-магнитогравион (стоксово-антистоксово комбинационное рассеяние света); ii) антистоксово ком-

бинационное рассеяние света в возбужденном состоянии лафлиновской жидкости, аннигилирующее существующий спин-магнитограви́тон, а затем стоксово комбинационное рассеяние света с последующим рождением такого же спин-магнитограви́тона (антистоксово-стоксово комбинационное рассеяние света). Важно отметить, что оба процесса должны быть когерентными, чтобы давать вклад в резонансное отражение света с нулевой передачей энергии (импульса).

Интенсивность сигнала отражения линии II определяется не только двумя вышеупомянутыми процессами, но и “холостым” процессом – резонансным упругим обратным рассеянием от лафлиновской жидкости. Когерентное стоксово-антистоксово комбинационное рассеяние света невозможно отличить от фонового “холостого” процесса. Однако ожидается, что обратное антистоксово-стоксово комбинационное рассеяние света будет вызывать нелинейную зависимость сигнала RR от мощности возбуждающего излучения, когда один и тот же лазерный источник используется для двух процессов: возбуждения спин-магнитограви́тонов и измерения рассеяния света от существующих спин-магнитограви́тонов. Действительно, при использовании одиночного лазерного источника с энергией фотонов, равной энергии оптического перехода линии II, наблюдается сверхлинейное (квадратичное) усиление рассеяния в канале II при достижении определенного порога мощности лазерного возбуждения (рис. 2–4).

Нелинейность интенсивности сигнала отражения определяется двумя процессами: стоксовым (диаграмма (a) на рис. 4) и когерентным антистоксово-стоксовым рассеяниями (диаграмма (b) на рис. 4). Оптические процессы, рассматриваемые в (b) и в “холостом” процессе (c), могут быть описаны следующим уравнением:

$$I = \alpha P + \beta Pn, \quad (1)$$

где I – интенсивность отраженного света, P – мощность лазерного возбуждения, n – полное число спин-магнитограви́тонов в лафлиновской жидкости. Первое и второе слагаемые в сумме представляют собой соответствующие вклады от (c) и (b). Коэффициент α обозначает вероятность рассеяния света в (c). Он также учитывает способность нашей экспериментальной установки возбуждать электронную систему и собирать отраженный свет. Поэтому, поскольку точное значение α принципиально неизвестно, физический смысл имеет только нормированная величина $\frac{I}{\alpha}$.

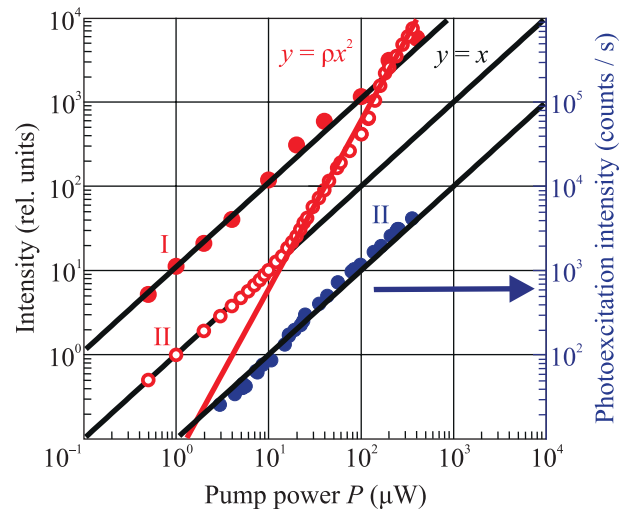


Рис. 3. (Цветной онлайн) Левая ось – зависимость интенсивности сигнала резонансного отражения от мощности лазерного возбуждения, полученная для каналов рассеяния I (красные сплошные точки) и II (красные пустые кружки). Интенсивность отраженного сигнала нормируется коэффициентом пропорциональности α из уравнения (1). Черные линии – линейные функции. Красная линия представляет собой квадратичную функцию мощности возбуждения. Правая ось – интенсивность сигнала фотовозбуждения, измеренная на энергии линии II

Вычисляя среднее число возбуждений, созданных в (a) в условиях стационарного возбуждения, получаем:

$$\frac{dn}{dt} = \gamma P - \frac{n}{\tau} = 0, \quad (2)$$

где τ – время жизни спин-магнитограви́тонов, а коэффициент γ обозначает вероятность возбуждения спин-магнитограви́тона с нулевым импульсом в процессе (a) с учетом всех неизвестных нашей экспериментальной установки. Таким образом, получаем:

$$\frac{I}{\alpha} = P + \frac{\beta\gamma\tau}{\alpha} P^2 = P + \rho P^2, \quad (3)$$

с $\rho = \frac{\beta\gamma\tau}{\alpha}$, что дает искомую зависимость P^2 .

Полученные уравнения хорошо описывают зависимость интенсивности сигнала рассеяния от мощности возбуждения. На начальном этапе, когда число спин-магнитограви́тонов в электронной системе невелико, в спектре отражения доминирует “холостой” процесс (c). При этом фотоны, возбуждающие электронную систему, участвуют в процессе (a), что приводит к созданию спин-магнитограви́тонов в лафлиновской жидкости. Дальнейшее увеличение мощности возбуждения активирует канал рас-

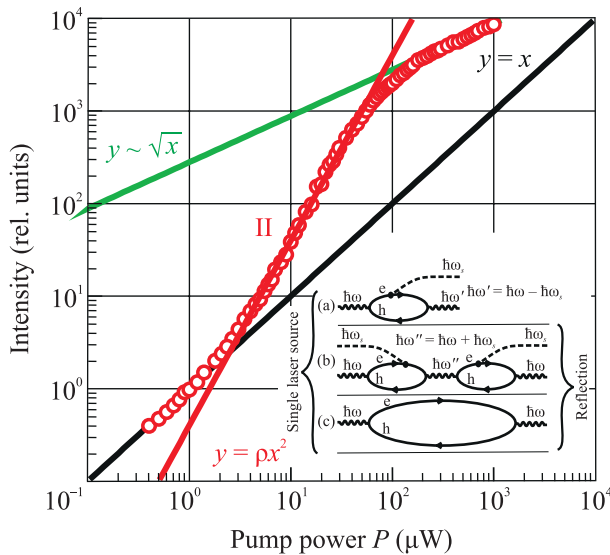


Рис. 4. (Цветной онлайн) Интенсивность сигнала резонансного отражения в канале II в зависимости от мощности лазерного возбуждения (пустые кружки), измеренная в небольшом пятне лазерного возбуждения, как описано в тексте. Интенсивность отраженного сигнала нормируется коэффициентом пропорциональности α из уравнения (1). Зеленая, черная и красная линии – корневая, линейная и квадратичная функции мощности возбуждения соответственно. На вставке приведена схема трех оптических процессов, стимулированных фотоном с энергией линии II: (a) – резонансное стоксово комбинационное рассеяние света; (b) – когерентное антистоксово-стоксово комбинационное рассеяние света; (c) – резонансное упругое обратное рассеяние света (“холостой” процесс)

сеяния (b), который определяется числом спин-магнитогравионов в лафлиновской жидкости. В результате мы наблюдаем квадратичную зависимость сигнала отражения (рис. 3).

Чтобы исключить возможные альтернативные процессы, которые могут привести к нелинейному отклику в спектре отражения, рассмотрим известные механизмы нелинейности в многочастичных системах. Существуют два хорошо изученных эффекта, стимулирующих нелинейное рассеяние света, которые наиболее ярко выражены в атомарных конденсатах [15]. Бозонная статистика возбужденных состояний обуславливает усиление рассеяния света, а именно, когда в процессе рассеяния с созданием возбуждения участвует квантовое состояние, уже занятое аналогичными возбуждениями, рассеяние усиливается за счет бозе-фактора $N + 1$, где N – число возбуждений, занимающих это квантовое состояние. В этом случае нелинейность рассеяния света может наблюдаться и при поглощении света. Отсюда следует

ожидать, что зависимость интенсивности рассеянного света от мощности возбуждения будет более сложной, чем квадратичная зависимость. Однако в нашем исследовании отклонение от квадратичной зависимости в широком диапазоне мощностей возбуждения не наблюдается.

Мы независимо измерили интенсивность фотовозбуждения на энергии линии II в зависимости от мощности фотовозбуждения. В квантовых ямах AlGaAs/GaAs с высокой подвижностью ожидается, что зависимость интенсивности PLE от мощности возбуждения будет такой же, как и интенсивность поглощения, поскольку время безызлучательного затухания фотовозбужденных электронов много больше времени рекомбинации [16]. Установлено, что интенсивность PLE линейно зависит от мощности фотовозбуждения (рис. 3). Таким образом, наблюдаемый нелинейный оптический отклик возбужденной лафлиновской жидкости не связан с бозе-статистикой возбуждений. В то же время его нельзя объяснить макрозаполнением той или иной фотонной моды, участвующей в процессе рассеяния, поскольку используемый диапазон плотностей мощности непрерывного лазерного возбуждения слишком мал для регистрации такого эффекта [15].

Как только число спин-магнитогравионов достигнет максимально допустимого значения (полное насыщение лафлиновской жидкости возбуждениями), мы должны увидеть насыщение процессов (a) и (b); т.е. дальнейшее увеличение мощности лазерного фотовозбуждения не должно приводить к сверхлинейному росту интенсивности сигнала RR. Действительно, при существенном уменьшении размера пятна лазерного возбуждения и, как следствие, увеличении плотности мощности возбуждения мы наблюдаем изменение поведения сигнала RR с квадратичной на сублинейную зависимость (рис. 4).

В заключение мы обнаружили квадратичную составляющую в зависимости сигнала отражения от возбужденной лафлиновской жидкости при факторе заполнения $1/3$. Экспериментальные результаты показывают, что этот вклад обусловлен когерентным антистоксово-стоксовым рассеянием света, индуцированным квазиравновесным ансамблем спин-магнитогравионов, нейтральных возбуждений со спином единица. Аналогичный процесс рассеяния света должен наблюдаться и в других системах. Однако отношение сигналов когерентного антистоксово-стоксова рассеяния света и упругого обратного рассеяния света должно быть настолько малым, что отличить оптический сигнал первого процесса на фоне второго было бы сложно.

Нарушение симметрии по отношению к обращению времени в лафлиновской жидкости, сверхбольшие времена жизни спин-магнитогравитонов и резонансные условия, связанные со смешиванием уровней Ландау зон тяжелых и легких дырок в квантовых ямах GaAs/AlGaAs создают уникальную возможность прямого наблюдения этого интересного физического явления. В лафлиновской жидкости данный эффект позволяет измерить точную энергию спин-магнитогравитона при нулевом импульсе, которая до сих пор была установлена с точностью до g -фактора одночастичных электронов [14]. Энергия спинового магнитогравитона при нулевом импульсе равна 1.6 мэВ, что очень близко к численному значению (1.57 мэВ), полученному при компьютерном моделировании конечной электронной системы из 10 электронов. Кроме того, используя когерентное антистоксово-стоксово рассеяние света, экспериментально определена плотность полного насыщения лафлиновской жидкости спин-магнитогравитонами, что позволяет исследовать новое квазиравновесное состояние электронной материи – возбужденную лафлиновскую жидкость.

Авторы благодарны В. Д. Кулаковскому, М. М. Глазову и О. А. Григорьеву за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 23-12-00011.

-
1. F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **49**, 957 (1982).
 2. R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983).
 3. H. Bartolomei, M. Kumar, R. Bisognin, A. Marguerite,

- J.-M. Berroir, E. Bocquillon, B. Placais, A. Cavanna, Q. Dong, U. Gennser, Y. Jin, and G. Féve, Science **368**, 173 (2020).
4. J. Nakamura, S. Liang, G. C. Gardner, and M. J. Manfra, Nature Phys. **16**, 931 (2020).
5. R. L. Willett, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Proc. Natl. Acad. Sci. **106**, 8853 (2009).
6. S. M. Girvin, A. H. MacDonald, and P. M. Platzman, Phys. Rev. Lett. **54**, 581 (1985).
7. S. M. Girvin, A. H. MacDonald, and P. M. Platzman, Phys. Rev. B **33**, 2481 (1986).
8. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. W. Scarola, V. Umansky, and K. von Klitzing, Science **324**, 1044 (2009).
9. M. Kang, A. Pinczuk, B. S. Dennis, M. A. Eriksson, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **84**, 546 (2000).
10. F. D. M. Haldane, Phys. Rev. Lett. **107**, 116801 (2011).
11. A. Gromov and D. T. Son, Phys. Rev. X **7**, 041032 (2017).
12. T. Can, M. Laskin, and P. Wiegmann, Phys. Rev. Lett. **113**, 046803 (2014).
13. P. Wiegmann, Phys. Rev. Lett. **120**, 086601 (2018).
14. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, L. I. Musina, E. I. Belozarov, A. B. Van'kov, O. V. Volkov, A. A. Zagitova, I. V. Kukushkin, and V. Y. Umansky, Nat. Commun. **12**, 6477 (2021).
15. W. Ketterle and S. Inouye, C. R. Acad. Sci. Paris Série IV **2**, 339 (2001).
16. L. V. Kulik, A. I. Tartakovskii, A. V. Larionov, E. S. Borovitskaya, and V. D. Kulakovskii, ZhETF **112**, 353 (1997) [L. V. Kulik, A. I. Tartakovskii, A. V. Larionov, E. S. Borovitskaya, and V. D. Kulakovskii, JETP **85**, 195 (1997)].