

Сверхдолгоживущие нейтральные возбуждения лафлиновской жидкости $1/3$

А. В. Ларионов¹⁾, А. С. Журавлев, Л. В. Кулик, А. А. Загитова, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 26 августа 2024 г.

После переработки 26 августа 2024 г.

Принята к публикации 27 августа 2024 г.

Исследована долговременная динамика релаксации нейтральных возбуждений со спином 1 в лафлиновской жидкости при факторе заполнения электронов $1/3$. Обнаружено, что существуют два типа возбуждений с одинаковыми энергиями, времена релаксации которых в основное состояние отличаются по крайней мере на два порядка величины. Высказаны предположения о природе этих возбуждений.

DOI: 10.31857/S0370274X24090215, EDN: HUVMSG

В последнее время внимание научного сообщества было привлечено к возбужденным дробным холловским состояниям. Несмотря на то, что сами дробные состояния в двумерных электронных системах были открыты более 40 лет назад [1], какой-либо экспериментальный прогресс в исследовании заряженных и нейтральных возбуждений в дробных состояниях до недавнего времени отсутствовал. Это связано с тем, что дробные состояния являются кулоновскими диэлектриками с очень малой запрещенной зоной. Поэтому транспортные измерения адресуются, главным образом, к краевым каналам дробных диэлектриков, не связанным непосредственно с возбуждениями в объеме; электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) имеет дело с ларморовскими спиновыми экситонами, энергии которых не зависят от кулоновского взаимодействия в электронной системе; а из оптических методик только неупругое рассеяние света использовалось для получения информации об энергиях нейтральных возбуждений. Существующие экспериментальные работы по неупругому рассеянию света сообщают о “масштабном” нарушении трансляционной инвариантности при детектировании нейтральных возбуждений [2, 3]. Однако неясно, что может привести к нарушению трансляционной инвариантности в двумерных электронных системах с рекордной подвижностью. Поэтому вполне вероятно, что речь идет не о собственных возбуждениях дробных диэлектриков, а о возбуждениях локализованных интерфейсных электронных комплексов, которые хорошо детектируются с помощью неупругого рассеяния света [4].

Интересным экспериментальным исследованием влияния объемных нейтральных возбуждений на транспортные свойства дробных состояний является работа [5]. В ней впервые было указано на то, что в объеме дробных диэлектриков могут быть сформированы нейтральные возбуждения со спином, время жизни которых при низких температурах становится практически бесконечным. Однако из транспортных измерений нельзя сделать выводы о каких именно возбуждениях идет речь, какова их структура, энергия и обобщенный импульс.

В отсутствии надежных экспериментальных данных основным направлением изучения возбуждений в дробных состояниях стали теоретические исследования. Именно они привели к новой фундаментальной для всей физики концепции заряженных квазичастиц с нефермионной и небозонной статистикой – энионов [6, 7], существование которых было подтверждено экспериментально двумя независимыми группами [8, 9]. Теория нейтральных возбуждений также привела к неожиданным результатам. Была выявлена аналогия между нижайшими по энергии возбуждениями ряда дробных состояний (лафлиновских жидкостей) и гравитонами – квантами гравитационного поля [10, 11]. По этой причине нижайшие по энергии нейтральные возбуждения лафлиновских жидкостей с нулевым обобщенным импульсом называют вихревыми гравитонами или магнитогравитонами [12–17]. Появилось сообщение о наблюдении вихревых гравитонов с помощью неупругого рассеяния света, однако в силу уже упомянутого нарушения трансляционной инвариантности, сопровождающего это наблюдение, возникают закономерные сомнения в

¹⁾e-mail: laronov@issp.ac.ru

природе линий в спектрах неупругого рассеяния света [18].

Учитывая, что орбитальный момент хиральных гравитонов равен 2, и в оптических спектрах это возбуждение неактивно, авторами работы была предложена методика, использующая отражение света от лафлиновской жидкости для детектирования не самих хиральных гравитонов, а плотных ансамблей их аналогов с изменением спинового квантового числа электронной системы на единицу – спин-магнитогравитонов (SMG). Следует отметить, что в настоящее время орбитальный момент этих возбуждений экспериментально не установлен, и название “спин-магнитогравитон” является условным. Оказалось, что SMG с нулевым обобщенным импульсом могут иметь беспрецедентно длинные времена жизни, хотя динамика релаксации этих возбуждений имеет не моноэкспоненциальный характер [19]. Это дает основание полагать, что описание системы SMG как ансамбля одинаковых невзаимодействующих квазичастиц недостаточно для объяснения существующих экспериментальных данных. В представленной работе проведено исследование долговременной релаксации ансамблей спин-магнитогравитонов различной плотности и показано, что эти ансамбли состоят из возбуждений двух типов с одинаковой или очень близкой энергией. Будем называть их в дальнейшем светлыми и темными спин-магнитогравитонами. Для темных SMG времена жизни могут достигать сотен и тысяч секунд уже при температуре 0.6 К, тогда как для светлых SMG эти времена находятся в секундном интервале времен. Соответственно, времена релаксации, измеряемые для ансамбля спин-магнитогравитонов, могут меняться в зависимости от доли светлых и темных представителей в ансамбле.

Исследование временной динамики долгоживущих возбуждений является чрезвычайно сложной экспериментальной задачей. В качестве подхода к ее решению были использованы метод резонансного отражения (RR) и метод когерентного антистоксового неупругого рассеяния света (aSSR) [20, 21]. Оба типа рассеяния дают вклад в спектр отражения, однако зависимость интенсивности рассеянного света от мощности фотовозбуждения у них различна (рис. 1). В качестве двумерной электронной системы использовалась селективно легированная GaAs/AlGaAs квантовая яма шириной 17 нм и электронной концентрацией $8.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Для получения спектра отражения использовался непрерывный лазер, перестраиваемый по длине волны в диа-

пазоне 750–850 нм. Спектр отражения регистрировался с помощью CCD матрицы, а для исследования временной динамики возбуждений была разработана следующая экспериментальная схема. Лазерный пучок с энергией, соответствующей одному из максимумов основных линий спектра отражения (рис. 1), модулировался с помощью жидкокristаллического оптического затвора с фиксированной контрастностью 1:10 и временем переключения менее 7 мс, на который подавались прямоугольные импульсы с управляющего генератора с периодом в диапазоне от 1 до 200 с. Большая контрастность не использовалась, чтобы не ограничивать исследуемый диапазон мощностей возбуждающего лазера. Регистрация сигнала отражения производилась с помощью быстрого лавинного фотодиода, сопряженного с системой счета фотонов. Генератор и система счета фотонов были синхронизированы с помощью цифровой линии задержки, что позволяло измерять сигнал отражения в зависимости от времени. Шаг линии задержки и временное окно счетчика фотонов выбиралось так, чтобы время между отдельными точками составляло 1 с. Мощность лазерного излучения изменялась с помощью автоматизированного градиентного нейтрального фильтра от 0.01 до 1000 мкВт и контролировалась измерителем мощности. Паразитное отражение от поверхности образца подавлялось с помощью скрещенных линейных поляризаторов, установленных в тракты лазерного возбуждения и сбора сигнала отражения от исследуемого образца.

Образец помещался в специальную вставку для конденсации изотопа гелия ^3He , которая находилась внутри криостата с соленоидом с изменяемым магнитным полем. Конструкция вставки позволяла поддерживать постоянную температуру 0.6 К, достаточную для формирования лафлиновской жидкости. Магнитное поле, в котором формировалась лафлиновская жидкость на факторе заполнения электронов 1/3, составляло 10.2 Тл. Держатель образца внутри вставки содержал оптическое окно, через которое подавалось лазерное возбуждение к изучаемому образцу и собирался полезный сигнал. Исследуемый образец монтировался в держателе таким образом, что наклон плоскости квантовой ямы относительно направления вектора магнитной индукции составлял 90 градусов. Максимальное время одного эксперимента определялось временем откачки паров конденсированного ^3He и составляло около 3 ч. После этого температура повышалась до 1.5 К, что приводило к разрушению лафлиновской жидкости и исчезновению сигнала aSSR из спектра отражения [19]. Как было сказано выше, максимальный пе-

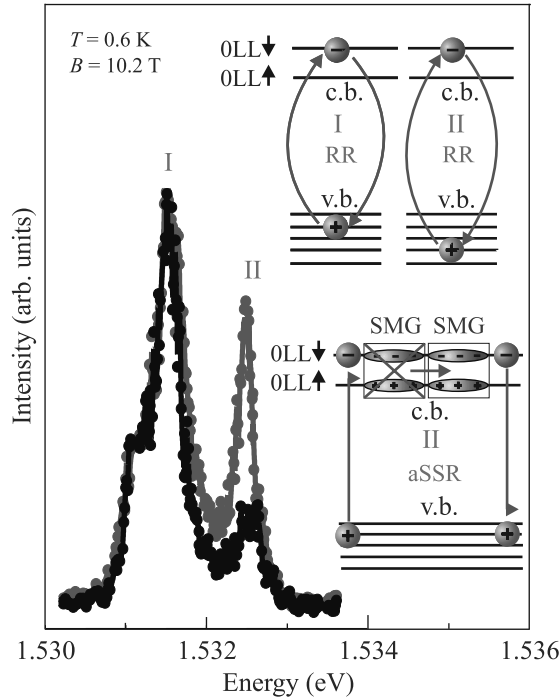


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры отражения непрерывного лазерного излучения от лафлиновской жидкости при факторе заполнения электронов 1/3. Мощности лазерного возбуждения отличаются в 3 раза (черные точки – более слабое возбуждение, красные – более сильное). Интенсивность спектра отражения для более сильного лазерного возбуждения уменьшена в 3 раза. На схемах показаны процессы резонансного отражения (RR) и антистоксового–стоксового неупругого рассеяния света (aSSR) для линий I и II

риод модуляции затворного напряжения составлял 200 с, ограничиваясь временем откачки паров ^3He , так как на одну развертку по времени при фиксированной мощности лазерного излучения затрачивалось 4 с (осуществлялся контроль воспроизводимости экспериментальных данных), а число различных значений мощности для мониторинга интересующего диапазона мощностей лазерного излучения должно было быть не менее 20. Для того, чтобы избежать накопления долгоживущих возбуждений в процессе эксперимента, интенсивность лазерного возбуждения после охлаждения электронной системы выбиралась минимально возможной, а затем постепенно увеличивалась, как показано на рис. 2.

Сигнал RR линии I на рис. 1 зависит линейно от мощности возбуждающего лазера во всем исследуемом диапазоне мощностей. Поэтому основное внимание будет уделено исследованию сигналов RR и aSSR линий II на рис. 1. Зависимость сигнала aSSR нелинейная вследствие формирования ансамбля спин-магнитогравитонов [20, 21]. Оптические процессы,

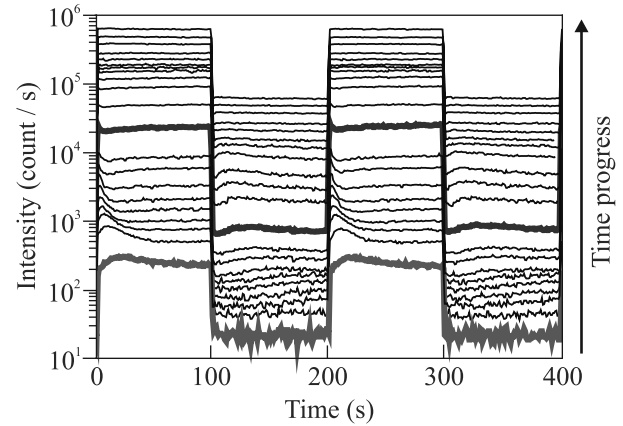


Рис. 2. (Цветной онлайн) Временные развертки сигнала отражения для различных мощностей лазерного возбуждения с энергией фотонов максимума линии II на рис. 1. Мощность возрастает снизу вверх. Цветными линиями выделены развертки, соответствующие доминированию сигнала RR (красная линия) и доминированию aSSR (синяя линия)

отвечающие за формирование линии II, могут быть описаны следующим выражением:

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

где I – интенсивность сигнала отражения, P – мощность лазерного возбуждения, N – полное число спин-магнитогравитонов в лафлиновской жидкости. Линейный вклад в интенсивность линии II на рис. 1 от мощности лазерного излучения дает резонансное отражение (RR). Коэффициент α обозначает вероятность резонансного отражения света на длине волны максимума линии II. Он также учитывает вероятность возбуждения электронной системы лазерным фотоном и вероятность сбора сигнала RR в выбранной экспериментальной геометрии. Второй член уравнения (1) определяет вероятность aSSR в выбранной экспериментальной геометрии (β). Количество уже рожденных возбуждений (N) само определяется мощностью лазерного возбуждения P , поэтому в выражении (1) появляется квадратичная зависимость интенсивности aSSR от мощности лазерного возбуждения (рис. 3а) [20, 21]. Поскольку значения α и β неизвестны, физический смысл имеет нормированная величина $I_n = I/\alpha$. Нормируя экспериментальные спектры при малых амплитудах фотовозбуждения, когда второй член в выражении (1) пренебрежимо мал по сравнению с первым, получаем: $I_n = P + \rho PN$, откуда

$$N \sim (I_n/P - 1). \quad (2)$$

Таким образом, мы можем экспериментально измерить количество спин-магнитогравитонов, раство-

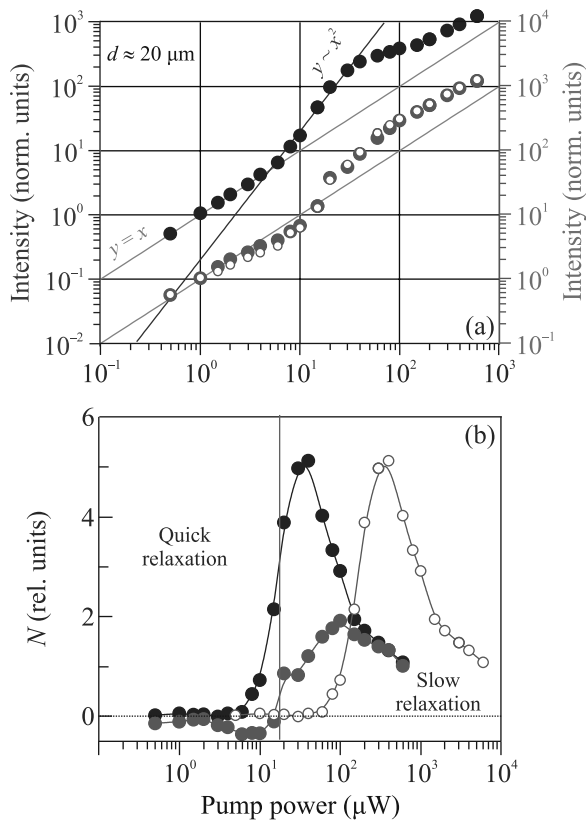


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Нормированные зависимости интенсивности сигнала отражения от мощности лазерного возбуждения с открытым (синие точки, левая ось) и закрытым затвором (красные и белые точки, правая ось). Синие точки – средние интенсивности во временном интервале от 95 до 99 с. Красные точки – средние интенсивности нормированного сигнала отражения во временном интервале от 195 до 199 с, белые – во временном интервале от 105 до 109 с. Зеленые линии – линейные зависимости интенсивности сигнала отражения от мощности возбуждающего лазерного излучения, синяя линия – квадратичная зависимость. (б) – Зависимость числа спин-магнитогравионов, полученного из формулы (2), от мощности возбуждающего лазерного излучения с открытым (синие точки) и закрытым затвором (красные точки). Красными открытыми точками показано ожидаемое число спин-магнитогравионов, время релаксации которых существенно короче 100 с. Зеленая линия отделяет область существования светлых спин-магнитогравионов от области появления в электронной системе темных спин-магнитогравионов

ренных в лафлиновской жидкости, с точностью до неизвестной постоянной, одинаковой для всех однотипных возбуждений [22].

Цель эксперимента состояла в том, чтобы возбудить SMG в полупериод открытого затвора и исследовать процессы релаксации этих возбуждений в те-

чение полупериода закрытого затвора при различных мощностях возбуждающего лазера. Оказалось, что времена релаксации темных SMG столь велики, что для их исследования достаточно рассмотреть максимально возможный период модуляции затворного напряжения (200 с). Интересный экспериментальный результат наблюдается на рис. 3а. Нелинейность сигналов аSSR в полупериодах ослабленного и неослабленного затвором лазерного излучения начинается практически при одинаковой мощности падающего на затвор лазерного излучения. Другими словами, какая-то часть спин-магнитогравионов не чувствительна к изменению мощности возбуждающего лазерного излучения на порядок величины и сохраняется в электронной системе на протяжении временной развертки, насчитывающей 400 с. Еще более показательна зависимость числа спин-магнитогравионов от мощности лазерного излучения (рис. 3б). Если бы время релаксации спин-магнитогравионов находилось внутри одного полупериода (100 с), то зависимость их числа от мощности лазерного излучения, падающего на затвор, воспроизвелась бы со сдвигом на порядок величины (открытые точки на рис. 3б). Вместо этого, начиная с мощности лазерного возбуждения около 15 мкВт, часть спин-магнитогравионов существует постоянно вне зависимости от ослабления возбуждающего лазера затвором. Причем при мощностях лазерного излучения более 100 мкВт число спин-магнитогравионов перестает зависеть от переключения затвора; т.е. при мощности возбуждающего лазера более 100 мкВт количество спин-магнитогравионов в лафлиновской жидкости становится постоянным в течение 400 с. Это число плавно уменьшается с увеличением мощности от 100 до 1000 мкВт, вероятно, из-за разогрева электронной системы [19]. При этом до 100 мкВт в электронной системе существуют спин-магнитогравионы, релаксирующие за времена менее 1 с после переключения затвора. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в лафлиновской жидкости существуют два типа спин-магнитогравионов с одинаковой или очень близкой энергией (оба дают вклад в линию аSSR), но с временами релаксации, отличающимися более, чем на 2 порядка величины (светлые и темные спин-магнитогравионы).

Как уже отмечалось выше, формула (2) дает количество спин-магнитогравионов, растворенных в лафлиновской жидкости, с точностью до неизвестной постоянной, одинаковой для однотипных возбуждений. Однако для возбуждений разных типов, как в нашем эксперименте, необходимо ввести

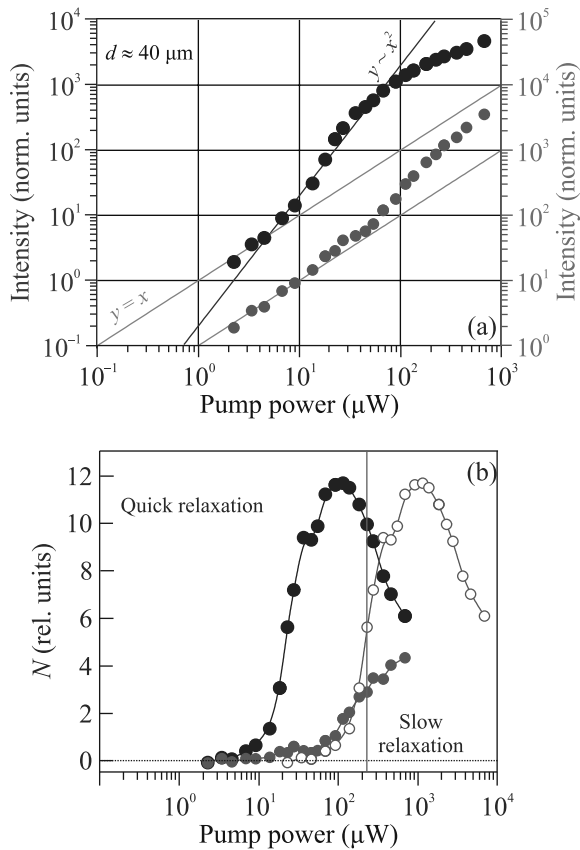


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Нормированные зависимости интенсивности сигнала отражения от мощности лазерного возбуждения с открытым (синие точки, левая ось) и закрытым затвором (красные точки, правая ось) для эксперимента с увеличенным пятном лазерного возбуждения. Зеленые линии – линейные зависимости интенсивности сигнала отражения от мощности возбуждающего лазерного излучения, синяя линия – квадратичная зависимость. (b) – Зависимость числа спин-магнитогравионов от мощности возбуждающего лазерного излучения с открытым (синие точки) и закрытым затвором (красные точки). Красными открытыми точками показано ожидаемое количество спин-магнитогравионов, время релаксации которых существенно короче 100 с. Зеленая линия отделяет область существования светлых спин-магнитогравионов от области появления темных спин-магнитогравионов в электронной системе

поправку, связанную с различными вероятностями aSSR для разных типов возбуждений. Это можно сделать, изменяя размер пятна возбуждающего лазера на образце. Оказывается, что соотношение между темными и светлыми спин-магнитогравионами при одних и тех же экспериментальных условиях уменьшается при увеличении пятна возбуждения. Можно предположить, что в меньшем пятне при одной и

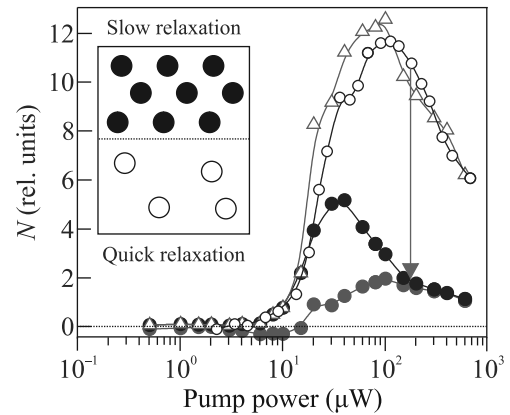


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость числа спин-магнитогравионов от мощности возбуждающего лазерного излучения с открытым (синие точки) и закрытым затвором (красные точки) для пятна лазерного возбуждения диаметром 20 мкм. Открытыми синими точками показана зависимость числа спин-магнитогравионов от мощности возбуждающего лазерного излучения с открытым затвором для пятна лазерного возбуждения диаметром 40 мкм. Серые точки отображают общее число спин-магнитогравионов от мощности возбуждающего лазерного излучения с открытым затвором для пятна лазерного возбуждения диаметром 20 мкм. Зеленая линия показывает мощность возбуждающего лазерного излучения, при которой вычислено отношение вероятностей aSSR для светлых и темных спин-магнитогравионов. На схеме показаны упорядоченные (темные) и неупорядоченные (светлые) спин-магнитогравионы

той же мощности лазерного излучения эффекты взаимодействия между спин-магнитогравионами проявляются сильнее из-за большей вероятности двум спин-магнитогравионам оказаться вблизи. Зависимость интенсивности сигнала отражения от мощности лазерного излучения для эксперимента с большим диаметром пятна возбуждения (около 40 мкм) показана на рис. 4а, а зависимость N от мощности – на рис. 4б. Здесь также наблюдается возникновение темных спин-магнитогравионов, но при существенно больших мощностях, около 200 мкВт, вследствие чего появляется интервал мощностей, при которых в эксперименте с меньшим пятном все спин-магнитогравионы – темные, а в эксперименте с большим пятном все спин-магнитогравионы – светлые. Считая, что общее число спин-магнитогравионов при одинаковой мощности лазерного возбуждения одинаково, можно найти отношение вероятностей aSSR для светлых и темных спин-магнитогравионов (рис. 5). Это отношение оказывается близким к 6. Если в эксперименте

с меньшим пятном сложить число светлых спин-магнитогравионов ($N_1 - N_2$, где N_1, N_2 – значения N для открытого и закрытого затвора соответственно) и число темных спин-магнитогравионов с коэффициентом пропорциональности, равным отношению вероятностей аSSR ($6N_2$), то получим зависимость общего числа спин-магнитогравионов от мощности лазерного возбуждения (серая кривая на рис. 5). Эта зависимость близка к аналогичной для эксперимента с большим пятном лазерного возбуждения (синяя кривая с открытыми точками на рис. 5).

В заключение, была исследована долговременная динамика релаксации спин-магнитогравионов в лафлиновской жидкости при факторе заполнения электронов $1/3$. Показано, что существуют два типа этих возбуждений: светлые и темные, времена релаксации которых отличаются по крайней мере на два порядка величины. В работе [23] показано, что одна из причин замедления релаксации возбуждений со спином 1 в двумерной электронной системе, помещенной в квантующее магнитное поле, связана с формированием спиновых текстур. Топология текстуры из n частиц и $n - 1$ частицы может быть различна, что существенно препятствует релаксации квазичастиц из текстур. Возможно, что в лафлиновской жидкости образуются спиновые текстуры, и темные спин-магнитогравионы являются связанными в текстуры возбуждениями, а светлые – нет. В пользу такой интерпретации выступает обнаруженное экспериментально увеличение числа темных спин-магнитогравионов в меньшем пятне лазерного возбуждения. Чем меньше пятно, тем ближе друг к другу располагаются возбуждения, что, в свою очередь, должно увеличивать вероятность образования из отдельных возбуждений спиновых текстур. Возможно также, что именно темные спин-магнитогравионы и их аналоги в нелафлиновских дробных состояниях являются теми возбуждениями, которые привели к наблюдаемым в работе [5] транспортным особенностям.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда # 23-12-00011.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
2. A. Pinczuk, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. West, Phys. Rev. Lett. **70**, 3983 (1993).
3. I. Dujovne, A. Pinczuk, M. Kang, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **90**, 036803 (2003).
4. А. С. Журавлев, Л. В. Кулик, В. Е. Бисти, И. К. Дроздов, В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **92**, 672 (2010).
5. I. V. Kukushkin, R. J. Haug, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. B **51**, 18045(R) (1995).
6. F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **49**, 957 (1982).
7. B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. **52**, 1583 (1984); Erratum: Phys. Rev. Lett. **52**, 2390 (1984).
8. 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. Feve, Science **368**, 173 (2020).
9. J. Nakamura, S. Liang, G. C. Gardner, and M. J. Manfra, Nat. Phys. **16**, 931 (2020).
10. F. D. M. Haldane, Phys. Rev. Lett. **107**, 116801 (2011).
11. S.-F. Liou, F. D. M. Haldane, K. Yang, and E. H. Rezayi, Phys. Rev. Lett. **123**, 146801 (2019).
12. B. Yang, Z.-X. Hu, Z. Papić, and F. D. M. Haldane, Phys. Rev. Lett. **108**, 256807 (2012).
13. S. Golkar, D. X. Nguyen, and D. T. Son, J. High Energy Phys. **2016**, 21 (2016).
14. A. Gromov and D. T. Son, Phys. Rev. X **7**, 041032 (2017).
15. F. D. M. Haldane, E. H. Rezayi, and K. Yang, Phys. Rev. B **104**, L121106 (2021).
16. Y. Wang and B. Yang, Nat. Commun. **14**, 2317 (2023).
17. S. Johri, Z. Papić, P. Schmitteckert, R. N. Bhatt, and F. D. M. Haldane, New J. Phys. **18**, 025011 (2016).
18. J. Liang, Z. Liu, Z. Yang, Y. Huang, U. Wurstbauer, C. R. Dean, K. W. West, L. N. Pfeiffer, L. Du, and A. Pinczuk, Nature **628**, 78 (2024).
19. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, L. I. Musina, E. I. Belozеров, A. B. Van'kov, O. V. Volkov, A. A. Zagitova, I. V. Kukushkin, and V. Y. Umansky, Nat. Commun. **12**, 6477 (2021).
20. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, A. V. Larionov, A. A. Zagitova, and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **123**, 083101 (2023).
21. Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, А. В. Ларионов, А. Б. Ваньков, А. А. Загитова, И. В. Кукушкин, В. Уманский, Письма в ЖЭТФ **118**, 462 (2023).
22. Л. В. Кулик, Известия РАН. Серия физическая **88**, 196 (2024).
23. L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, V. Umansky, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. R **2**, 033123 (2020).