Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 8, с. 681 – 687

Измерение плотности состояний магнетоплазмонов в спектре излучательной рекомбинации симметрично легированных квантовых ям

Е. М. Буданов[+1)], *Д. А. Щигарев*[+], *Л. В. Кулик*[+], *А. Б. Ваньков*[+], *А. В. Ларионов*[+], *А. В. Горбунов*[+], *В. Уманский*[*]

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Braun Center for Submicron Research, Weizman Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel*

Поступила в редакцию 10 марта 2025 г.
После переработки 24 марта 2025 г.
Принята к публикации 24 марта 2025 г.

Исследованы спектры фотолюминесценции симметрично и несимметрично легированных квантовых ям в высокоподвижных гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Обнаружены дополнительные максимумы в магнетоплазменной реплике основного оптического перехода из зоны проводимости в подзону тяжелых дырок валентной зоны симметрично легированной квантовой ямы на факторе заполнения электронов $\nu = 1$. Максимумы в спектре фотолюминесценции связываются с сингулярностями Ван Хова в функции плотности состояний магнетоплазмонов от энергии. Обсуждается связь наблюдаемых особенностей в спектре фотолюминесценции с известными транспортными и оптическими исследованиями.

DOI: 10.31857/S0370274X25040224, EDN: MUXXHG

В 1981 году вышла теоретическая работа [1], заложившая основы физики возбуждений в двумерных электронных системах (2DЭС) во внешнем магнитном поле с целочисленным заполнением уровней Ландау. Описание магнетовозбуждений было сведено к двухчастичной задаче, близкой по духу к задаче об экситоне Мотта в магнитном поле [2, 3]. Наиболее простой случай для теоретического рассмотрения представляют собой магнетовозбуждения в холловском ферромагнетике при заполнении электронами одного спинового подуровня нулевого уровня Ландау ($\nu = 1$). В пределе большого поля вычисления дисперсионных зависимостей трех нижайших по энергии возбуждений при $\nu = 1$: спинового экситона, магнетоплазмона и циклотронного спин-флип экситона, – должны быть точными в рамках существующей теории [1, 4, 5]. В 2DЭС на основе гетеросистемы GaAs/AlGaAs предел большого поля при $\nu = 1$ выполняется в магнитных полях больше 3 Тл [6]. Тем удивительнее является тот факт, что экспериментальные результаты для полей, существенно бóльших 3 Тл, находятся в серьезном противоречии с результатом теоретических расчетов. Причем, если область теоретических предсказаний для дисперсионных зависимостей нижайших по энергии возбуждений разделить на два предела по ql_B, где q – обобщенный импульс, $l_B = \sqrt{\hbar c/eB}$ – магнитная длина: i) $ql_B \to 0$ и ii) $ql_B \to \infty$, то окажется, что в первом случае наблюдается точное согласие эксперимента и теории, а во втором – даже отдаленного согласия эксперимента и теории не наблюдается во всех доступных для экспериментаторов магнитных полях. Заметим, что экспериментальные условия для реализации двух указанных пределов достигаются с помощью различных методик. Энергия магнетовозбуждений при $ql_B \to 0$ может быть измерена с помощью оптических методов: спинового резонанса, циклотронного резонанса и неупругого рассеяния света. Причем согласие результатов экспериментов по циклотронному и спиновому резонансам с теорией – это следствие теорем Кона и Лармора. Что касается неупругого рассеяния, то с помощью этой методики можно измерить кулоновскую энергию электрон-электронного взаимодействия и ее вклад в энергию магнетовозбуждений непосредственно при $ql_B = 0$ [5, 6]. В свою очередь, энергия магнетовозбуждений с большими импульсами, $ql_B \to \infty$, измеряется как с помощью магнитотранспортных методик: активационного транспорта [7] и емкостных измерений [8], – так и с помощью оптической методики, использующей рекомбинацию электронов с нейтральным акцептором [9]. При этом результаты, полученные различными экспериментальными методами при $ql_B \to \infty$, вполне удовлетворительно согла-

1)e-mail: budanov@issp.ac.ru

суются между собой, однако не согласуются с теоретическими предсказаниями [1, 4]. Возникло предположение, что при некотором пороговом импульсе включается механизм экранировки разнесенных в пространстве зарядов возбужденного электрона и ферми-дырки, составляющих магнетовозбуждение [10]. Природа этого механизма не ясна, однако для подтверждения его существования необходим экспериментальный метод, который согласовал бы результаты измерений дисперсионных зависимостей магнетовозбуждений при малых и больших импульсах.

В качестве техники, тестирующей одновременно большие и малые импульсы в дисперсионной зависимости магнетовозбуждений, не могут выступать оптические методики, в которых сохраняется импульс фотона, вследствие малости импульса фотона видимого оптического диапазона по сравнению с обратной магнитной длиной в характерных для эксперимента магнитных полях. В качестве третьей квазичастицы, входящей в закон сохранения импульса, может выступать оптический фонон в GaAs [11], а в качестве оптической методики, тестирующей широкий диапазон дисперсионной зависимости магнетовозбуждений, может выступать нерезонансная фотолюминесценция с энергией возбуждающего фотона, превышающей запрещенную зону GaAs на одну или несколько энергий оптического фонона [12–14]. Идея использования этой методики для визуализации особенностей дисперсионной зависимости магнетовозбуждений возникла недавно, но уже привела к ряду интересных наблюдений и даже к использованию магнетовозбуждений с импульсами $ql_B \sim 1$ для формирования нового квазиравновесного конденсированного состояния возбужденной электронной системы при $\nu = 2$ [15]. Развитие этой идеи в применении к магнетоплазменным возбуждениям на факторе заполнения $\nu = 1$ позволяет утверждать, что существующие экспериментальные данные, полученные с помощью различных методик как в пределе $ql_B \to 0$, так и в пределе $ql_B \to \infty$, вполне согласуются между собой. В диапазоне импульсов $ql_B \in [0, 3]$ теоретические энергии сингулярностей Ван Хова в дисперсионной зависимости магнетоплазмонов совпадают с экспериментально измеренными максимумами в их плотности состояний. Однако при $ql_B > 3$ в дисперсионной зависимости магнетоплазмонов наблюдается "обрезание". Экспериментально наблюдаемая энергия "обрезания" согласуется с энергиями, полученными с помощью альтернативных экспериментальных методик в пределе $ql_B \to \infty$.

Суть использования методики нерезонансной фотолюминесценции для получения энергий сингулярностей Ван Хова состоит в исследовании спектра конечных состояний электронной системы после рекомбинации фотовозбужденной дырки и равновесного электрона с нижнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау. После рекомбинации на месте равновесного электрона остается ферми-дырка, которая может связываться с фотовозбужденным электроном с той же проекцией спина на первом уровне Ландау. В результате формируется магнетоплазмон с импульсом, унесенным оптическими фононами в процессе релаксации фотовозбужденного электрона. Поскольку в спектре оптических фононов в интересующем диапазоне импульсов нет особенностей, а энергия оптических фононов практически не зависит от импульса [11], вероятность обнаружить магнетоплазмон с определенной энергией определяется зависимостью функции плотности состояний магнетоплазмонов от энергии. Максимумы в энергетическом спектре конечных состояний магнетоплазмонов должны соответствовать сингулярностям Ван Хова (максимумам и минимумам в дисперсионной зависимости магнетоплазмонов). Следует иметь в виду, что указанное рассуждение справедливо только для фактора заполнения электронов $\nu = 1$. Для четных факторов заполнения $\nu = 2, 4\ldots$ в конечном состоянии формируются более сложные конечные состояния, а именно: трехчастичные трионы и плазмароны [16]. Спектр плазмаронов дает представление о сингулярностях Ван Хова для магнетоплазменных возбуждений, но с рядом ограничений [17]. Для нечетных факторов заполнения $\nu = 3, 5\ldots$ количественное описание конечных состояний становится практически невозможным из-за необходимости рассматривать взаимодействие фотовозбужденной ферми-дырки со всеми электронами частично заполненных уровней Ландау (на одну ферми-дырку приходится много равновесных электронов) [18]. Более интересным является анализ спектра конечных состояний при дробном заполнении нулевого уровня Ландау [19], однако теория, необходимая для такого анализа еще не развита. Таким образом, помимо четных целочисленных факторов заполнения, только при $\nu = 1$ энергетический спектр конечных состояний может быть описан в рамках существующих теорий.

Экспериментальное исследование энергетического спектра конечных состояний магнетовозбуждений при $\nu = 1$ возможно не для всех GaAs/AlGaAs гетероструктур с квантовыми ямами. Основная экспериментальная задача состоит в том, чтобы фотовозбужденный электрон не успел релаксировать в основное состояние до рекомбинации фотовозбужденной дырки с равновесным электроном. Это условие нелегко удовлетворить. Если из-за случайного потенциала плотности состояний двух спиновых подуровней нулевого уровня Ландау перекрываются, то фотовозбужденный электрон с нижайшего по энергии спинового подуровня первого уровня Ландау будет быстро релаксировать на одно из незаполненных состояний нижайшего по спину нулевого уровня Ландау. Чтобы этого не происходило, требуется 2DЭС с подвижностью не менее $5\cdot10^6\,см^2/(В\cdot с)$. Однако, даже если подвижность двумерной системы достигает рекордных значений, фотовозбужденный электрон, тем не менее, может успеть релаксировать в основное состояние до момента рекомбинации равновесных электронов по другой причине. Фотовозбужденный электрон на первом незаполненном уровне Ландау находится над уровнем Ферми, определяемом легирующими примесями в барьере гетероструктуры. Его время жизни в этом состоянии определяется временем туннелирования из возбужденного состояния в барьер гетероструктуры. Именно этот процесс ограничивает время жизни возбуждений при четных целочисленных факторах заполнения электронной системы [20]. Чтобы уменьшить вероятность туннелирования возбужденного электрона в барьер, прибегают к симметричному легированию квантовых ям с двух сторон (гетеропереходы для этой процедуры не подходят). При этом огибающая волновой функции электрона в нижайшей подзоне размерного квантования зоны проводимости становится симметричной, а ее "хвосты" меньше проникают в барьер по сравнению с огибающей волновой функции квантовой ямы с односторонним легированием. Кроме того, из-за того, что легирование осуществляется с двух сторон, для достижения той же электронной концентрации, что и в квантовой яме с односторонним легированием, легирующие слои можно отнести дальше от квантовой ямы. Это, в свою очередь, также увеличивает время туннелирования фотовозбужденного электрона. В представленной работе нам удалось подобрать гетероструктуру GaAs/AlGaAs с необходимыми характеристиками для исследования сингулярностей Ван Хова в плотности состояний магнетоплазменных возбуждений при $\nu = 1$.

В качестве образца для создания и исследования неравновесных магнетоплазменных возбуждений была выбрана GaAs/AlGaAs гетероструктура с симметрично легированной одиночной квантовой ямой шириной 31 нм (рис. 1). Концентрация электронов в двумерном канале составляла $1.8\cdot10^{11}\,см^{-2}$ при темновой подвижности на уровне $1.5\cdot10^7\,см^2/(В\cdot с)$. Фактор заполнения определялся по скачку электрохимпотенциала [21]. Для сравнения использовалась GaAs/AlGaAs гетероструктура с квантовой ямой 30 нм с практически такой же подвижностью электронов, но с односторонним легированием и концентрацией $2.3\cdot10^{11}\,см^{-2}$. Исследуемые образцы помещались в откачиваемую вставку с жидким ^{3}He, оснащенную оптическим окном для ввода и вывода излучения, которая, в свою очередь, помещалась в ^{4}He-криостат со сверхпроводящим соленоидом. Эксперименты проводились при температуре 0.6 K в магнитном поле до 10 Тл, направленном перпендикулярно плоскости квантовой ямы. В качестве источника возбуждения электронной системы для получения спектра резонансной фотолюминесценции (RPL) использовался перестраиваемый по длине волны (в диапазоне 750–850 нм) лазер со спектральной шириной линии 10 МГц [22], а для получения спектра нерезонансной фотолюминесценции (NPL) – одномодовый лазерный диод с линией генерации излучения 785 нм.

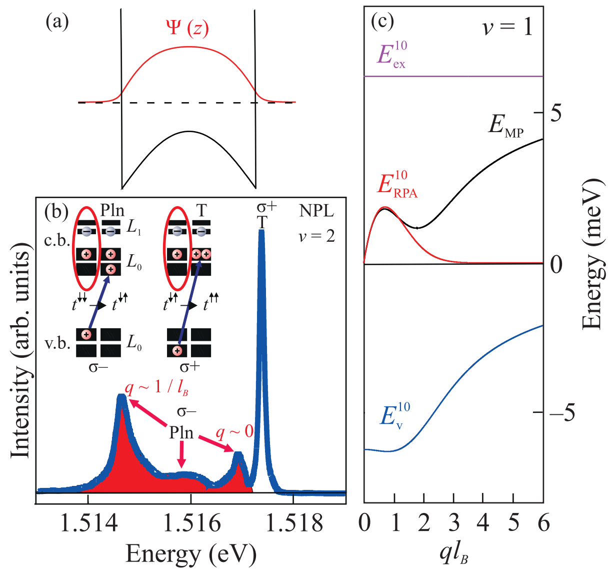

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Потенциал (черная линия) и волновая функция (красная линия) для симметрично легированной квантовой ямы, используемой в эксперименте. (b) – Спектр NPL целочисленного холловского диэлектрика на факторе заполнения электронов $\nu = 2$. Pln – плазмарон, T – трион. Полная классификация оптических переходов дана в [16, 17]. (c) – Теоретические дисперсионные зависимости трех кулоновских вкладов (цветные линии) в энергию магнетоплазмонов (черная линия) [4] с учетом геометрического форм-фактора для квантовой ямы, используемой в эксперименте при $\nu = 1$ [5]. $E_{\rm RPA}$ – энергия магнетоплазменных колебаний, $E_{\rm v}$ – энергия кулоновской связи электрона и дырки, $E_{\rm ex}$ – разница в обменной энергии системы электронов при изменении уровня Ландау

Лазерные пучки фокусировались на поверхности исследуемого образца с помощью системы линз внутри вставки с ^{3}He – в пятна диаметром 20 мкм. Спектральное положение энергии лазерного излучения контролировалось охлаждаемой ПЗС камерой, сопряженной со спектрометром. Ограничение на вероятность туннелирования возбужденного электрона в барьер гетероструктуры проверялось по известному спектру плазмаронов при $\nu = 2$ (рис. 1). Для симметрично легированной гетероструктуры спектр NPL при мощности лазерного фотовозбуждения 10 мкВт состоит из плазмарона и триона [16, 17], а для несимметрично легированной гетероструктуры – из двух пиков, связанных с оптическими переходами равновесных электронов с двух спиновых подуровней нулевого уровня Ландау в подзону тяжелых дырок валентной зоны [23].

Основные результаты измерений представлены на рис. 2 и 3, где показаны спектры фотолюминисценции симметрично легированной гетероструктуры на факторе заполнения $\nu = 1$ при резонансном и нерезонансном фотовозбуждении. Для RPL спектров энергия фотовозбуждения должна удовлетворять условию, указанному на рис. 2 [22]. В процессе фотовозбуждения электрон с одного из уровней Ландау тяжелых или легких дырок валентной зоны переходит на верхний незаполненный спиновый подуровень нулевого уровня Ландау, а фотовозбужденная дырка из валентной зоны релаксирует на нулевой уровень Ландау подзоны тяжелых дырок. В спектре RPL доминируют две линии: одна в поляризации σ^-, а другая – в поляризации σ^+. Эти линии отвечают излучательной рекомбинации электронов с проекциями спина $+1/2$ и $-1/2$ с тяжелыми дырками с проекциями спина $-3/2$ и $+3/2$ соответственно [24]. Линия RPL с большей энергией соответствует рекомбинации тяжелой дырки с фотовозбужденным электроном, а линия с меньшей энергией – рекомбинации дырки с равновесными электронами с нижайшего спинового подуровня нулевого уровня Ландау зоны проводимости.

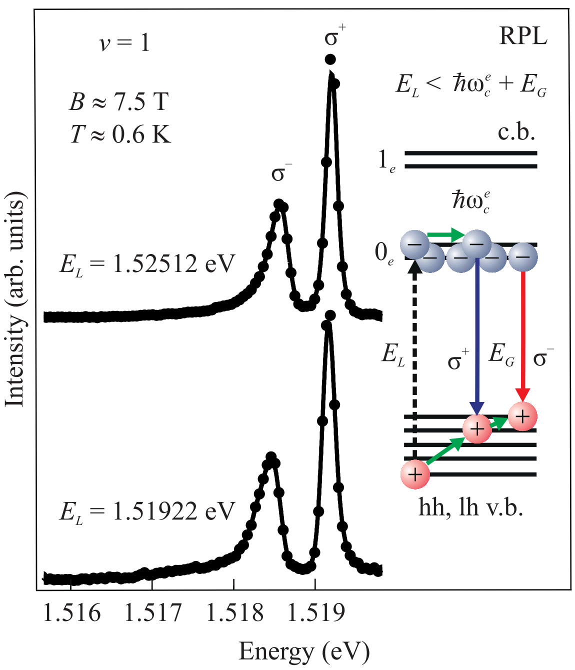

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры RPL электронной системы на факторе заполнения электронов $\nu = 1$, измеренные при двух значениях энергии возбуждения. На схеме показаны разрешенные оптические переходы, дающие вклад в RPL спектры. $E_G \approx 1.5184$ эВ, $\mu B \approx 1.9$ K, $\hbar\omega_c^e \approx 12.75$ мэВ

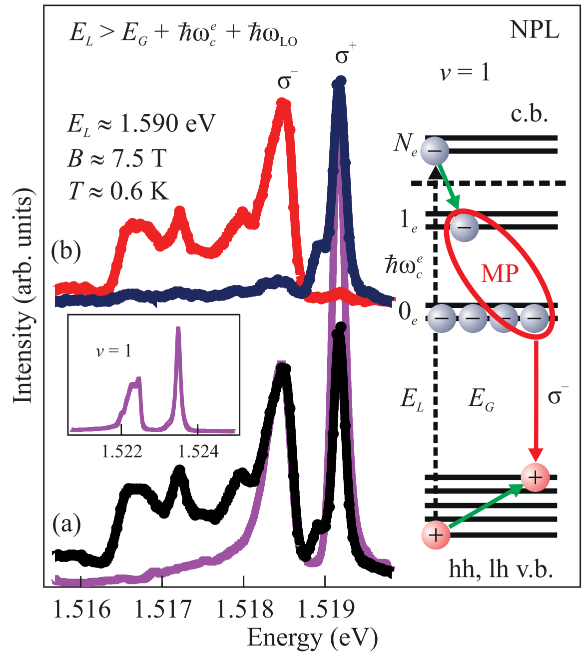

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Спектр NPL электронной системы на факторе заполнения электронов $\nu = 1$ (черные точки и линия). Для сравнения показан спектр RPL из рис. 2 с одинаковыми интенсивностями линии основного перехода в σ^--поляризации (цветная линия). (b) – Спектры NPL электронной системы на факторе заполнения электронов $\nu = 1$, измеренные в двух поляризациях регистрируемого сигнала σ^- (красные точки и линия) и σ^+ (синие точки и линия). Сплошные линии – сплайны экспериментальных точек. На вставке показан NPL спектр несимметрично легированной квантовой ямы при $\nu = 1$. На схеме показан оптический переход, дающий вклад в NPL спектр в σ^--поляризации с магнетоплазмоном в конечном состоянии

В спектре NPL, помимо двух указанных линий, появляется дополнительная зона оптических переходов с энергией, меньшей энергии линии рекомбинации равновесных электронов. Эта зона соответствует оптическим переходам, возникающим вследствие появления фотовозбужденных неравновесных электронов на первом уровне Ландау зоны проводимости, что легко проверяется с помощью поляризационных измерений. Вся дополнительная зона оптических переходов наблюдается в σ^--поляризации (рис. 3), что указывает на появление магнетоплазмонов в конечном состоянии процесса рекомбинации равновесного электрона. Энергии магнетоплазмонов, согласно закону сохранения энергии, необходимо вычесть из энергии основного оптического перехода. Суммарный импульс электрона и ферми-дырки может оказаться произвольным, поскольку релаксация с высоких уровней Ландау осуществляется за счет оптических фононов, энергия которых постоянна во всей интересующей области импульсов магнетоплазмонов. Максимумы в дополнительной зоне магнетоплазмонов должны соответствовать сингулярностям Ван Хова. Действительно, максимумы в дополнительной зоне спектра NPL практически точно соответствуют максимумам в зависимости плотности состояний магнетоплазмонов от энергии (рис. 4). При этом в спектре NPL односторонне легированной гетероструктуры дополнительная зона оптических переходов не возникает, что связано с отсутствием неравновесного заполнения первого уровня Ландау, несмотря на высокую подвижность электронов.

Естественно, что спектр NPL содержит все особенности спектра RPL, однако вероятности основных оптических переходов в σ^-- и в σ^+-поляризации могут существенно различаться в NPL и RPL спектрах. Помимо зоны оптических переходов, связанных с конечными состояниями магнетоплазменных возбуждений в спектре NPL как в σ^--, так и в σ^+-поляризации, появляются дополнительные низкоэнергетические максимумы на основной линии оптических переходов (на рис. 4 максимум отмечен символом 0). Данные спектральные особенности не связаны с неравновесностью электронов на первом уровне Ландау, а возникают вследствие "размытия" фактора заполнения $\nu = 1$ при высокоэнергетическом лазерном возбуждении. На факторе заполнения $\nu = 1$ происходит скачок химпотенциала в квантовой яме, который вызывает перестройку электрохимпотенциала во всей гетероструктуре, что, в свою очередь, приводит к характерным скачкам энергии оптических переходов [21]. Резкость этих скачков уменьшается с увеличением энергии оптического фотовозбуждения. Таким образом, главный максимум на рис. 4 при нулевой энергии соответствует основному оптическому переходу до скачка химпотенциала в квантовой яме, а дополнительный максимум, отмеченный символом (0), соответствует тому же переходу после скачка химпотенциала. В нашем случае интенсивность этого максимума приблизительно в 5 раз меньше интенсивности основного максимума, поэтому его влияние на оптические переходы дополнительной зоны в статье не обсуждается. Максимум от скачка электрохимпотенциала наблюдется

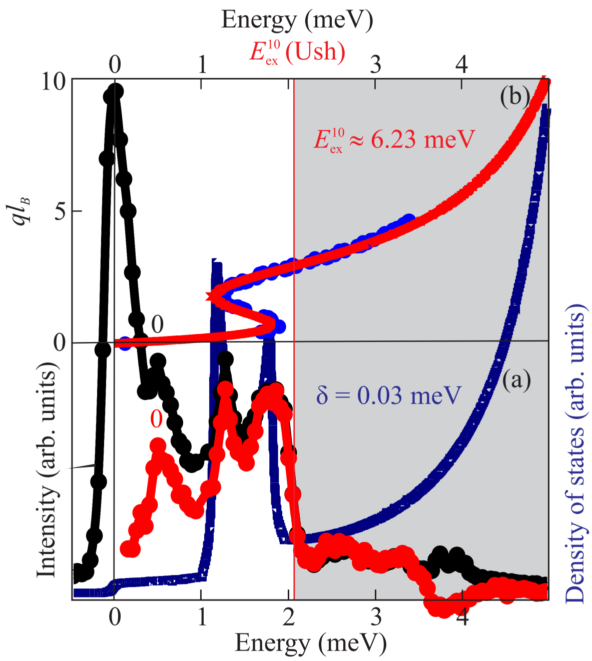

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Инвертированный спектр NPL в поляризации σ^- из рис. 3 с энергией, отложенной от максимума основного перехода (черные точки и линия). Красными точками и линией показан тот же спектр, из которого вычтена линия основного перехода RPL спектра. Синяя линия – теоретическая функция плотности состояний магнетоплазмонов в зависимости от энергии, полученная с учетом затухания магнетоплазмонов в конечном состоянии $\delta = 0.03$ мэВ. (b) – Дисперсионная зависимость (рис. 1) магнетоплазменных возбуждений при $\nu = 1$ в исследуемой квантовой яме (красная линия). Синими точками показана та же дисперсионная зависимость, полученная точной диагонализацией гамильтоновой матрицы с учетом геометрического форм-фактора. Серой зоной отмечена область "обрезания" дисперсионной зависимости магнетоплазмонов, вычисленная из энергии "обрезания" дисперсионной зависимости спиновых экситонов при $\nu = 1$ [7]. Ожидаемая энергия магнетоплазмонов с учетом форм-фактора в пределе $ql_B \to \infty$ указана на рисунке сверху

как при двухстороннем, так и при одностороннем легировании квантовой ямы (рис. 3), что указывает на отсутствие его связи с плотностью состояний магнетоплазмонов.

Наиболее нетривиальным результатом представленного исследования является отсутствие магнетоплазменных возбуждений с энергией выше 3 мэВ, несмотря на то, что расчетная энергия магнетоплазмонов в пределе $ql_B \to \infty$ должна быть в 2 раза больше (рис. 4). Заметим, что экспериментальная оценка максимальной энергии магнетоплазменных возбуждений при $\nu = 1$ может быть получена тремя независимыми способами: i) прямым измерением дисперсии магнетоплазмонов или функции, с ней связанной, как это сделано в нашем эксперименте; ii) измерением энергии спинового экситона в пределе $ql_B \to \infty$ и пересчетом этой энергии в максимальную энергию магнетоплазмонов [7]; iii) измерением энергии циклотронного спин-флип экситона в пределе $ql_B \to 0$ и пересчете этой энергии в максимальную энергию магнетоплазмонов [5, 6]. В пределе $ql_B \to 0$ энергия циклотронного спин-флип экситона для квантовой ямы аналогичной ширины и электронной концентрации превышает 3 мэВ и точно соответствует теоретическим расчетам [5, 6]. В рамках этих же расчетов максимальная энергия магнетоплазмонов должна быть более 6 мэВ (рис. 1 и 4), однако "обрезание" дисперсионной зависимости магнетоплазмонов наблюдается около 3 мэВ. Более того, наблюдаемое "обрезание" вполне согласуется с "обрезанием" кулоновской энергии спиновых экситонов, полученным в транспортных и оптических измерениях при $\nu = 1$ (рис. 4) [7–9]. Таким образом, из представленного эксперимента можно сделать вывод о том, что до $ql_B \approx 3$, дисперсия магнетоплазменных возбуждений корректно описывается существующей теорией, однако при бóльших импульсах магнетолазмонов не наблюдается, несмотря на сильное возрастание теоретической плотности состояний магнетоплазменных возбуждений при $ql_B > 4$. Данное наблюдение невозможно объяснить в рамках стандартного подхода, в котором кулоновский потенциал межэлектронного взаимодействия заменяется на модельный потенциал с некоторым характерным импульсом "обрезания", обусловленным примесным потенциалом [10]. Подобный подход объясняет уменьшение энергии магнетоплазмонов в пределе $ql_B \to \infty$. Однако при замене кулоновского потенциала на модельный с импульсом "обрезания" $ql_B \geqslant 3$ энергии сингулярностей Ван Хова уменьшаются в полтора раза (при меньших импульсах "обрезания" уменьшение еще более значительное). Также уменьшается энергия циклотронного спин-флип экситона при $ql_B \to 0$ [5, 6]. Кроме того, плотность состояний уже при $ql_B \sim 4$ становится существенно большей, чем в сингулярностях Ван Хова, из-за выхода на низкоэнергетическую асимптоту дисперсионной зависимости. Все это не согласуется с известными экспериментами при $ql_B \to 0$ и с настоящими наблюдениями. Таким образом, замена кулоновского потенциала с неизбежностью приводит к рассогласованию результата с экспериментом либо в пределе $ql_B \to \infty$, либо в интервале импульсов $ql_B \in [0, 3]$.

На данный момент не понятно, как объяснить существующее противоречие между теорией и экспериментом. В качестве одного из направлений теоретических исследований можно рассмотреть проблему квазидвумерности реальной электронной системы. Построенная в [1, 4] теория точно описывает дисперсию магнетоплазмонов в двумерных системах, а поправки, связанные с "не-двумерностью" вводятся в теорию посредством статического форм-фактора, ослабляющего кулоновский потенциал взаимодействия [3]. При этом волновая функция одиночного электрона факторизуется на поперечную часть, вдоль направления роста гетероструктуры, и продольную часть, в плоскости квантовой ямы. Введение форм-фактора существенно упрощает вычисление дисперсионной зависимости магнетоплазменных возбуждений в реальных системах, а также делает возможным численные расчеты дисперсионной зависимости в рамках точной диагонализации гамильтоновой матрицы для магнетоплазменных возбуждений в системе конечного числа частиц (рис. 4) [25]. Однако факторизация волновой функции электронов при описании межэлектронного взаимодействия в случае, когда межэлектронное расстояние становится порядка или меньше характерного размера поперечной части волновой функции одиночного электрона, может оказаться некорректной. Например, полуширина поперечной части волновой функции в нашем эксперименте составляет около 25 нм, что превышает расстояние между электронами в плоскости квантовой ямы при $\nu = 1$ (22 нм).

В заключение, впервые проведены исследования зависимости плотности состояний магнетоплазменных возбуждений от энергии на факторе заполнения электронов $\nu = 1$. В спектре оптической рекомбинации равновесных электронов и фотовозбужденных дырок в присутствии неравновесных электронов на первом уровне Ландау зарегистрирована зона оптических переходов, соответствующих спектру магнетоплазменных возбуждений с различными импульсами. В спектре наблюдаются максимумы, связанные с сингулярностями Ван Хова в плотности состояний магнетоплазмонов. Максимальная энергия магнетоплазменных возбуждений, наблюдаемых в эксперименте, оказывается существенно меньше теоретических расчетов, однако она вполне согласуется с результатами магнитотранспортных измерений. Предложенная в статье экспериментальная методика может быть применена к исследованию дисперсионных зависимостей нейтральных возбуждений в дробных состояниях квантового эффекта Холла, и в частности в лафлиновской жидкости на факторе заполнения электронов $\nu = 1/3$ [15, 26], интерес к которой связан с обнаружением энионной статистики для возбуждений [27, 28].

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 23-12-00011.

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

1. Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
2. Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **53**, 717 (1967).
3. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
4. C. Kallin and B. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
5. A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman, C. Kallin, L. Brey, C. Tejedor, S. Schmitt-Rink, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **68**, 3623 (1992).
6. A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, S. Dickmann, V. M. Zhilin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **97**, 246801 (2006).
7. A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, Phys. Rev. B **41**, 1129 (1990).
8. V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland, Phys. Rev. Lett. **79**, 729 (1997).
9. I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, Adv. Phys. **45**, 147 (1996).
10. W. Knap, V. I. Fal'ko, E. Frayssinet et al. (Collaboration), J. Phys.: Condens. Matter **16**, 3421 (2004).
11. D. Strauch and B. Dorner, J. Phys.: Condens. Matter **2**, 1457 (1990).
12. R. W. J. Hollering, T. T. J. M. Berendschot, H. J. A. Bluyssen, P. Wyder, M. R. Leys, and J. Wolter, Solid State Commun. **57**, 527 (1986).
13. M. Prasad and M. Singh, Phys. Rev. B **29**, 4803 (1984).
14. S. M. Badalian, Phys. Rev. B **52**, 14781 (1995).
15. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, Nature Comm. **7**, 13499 (2016).
16. A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, V. E. Bisti, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, Phys. Rev. Lett. **117**, 196802 (2016).
17. V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, M. D. Velikanov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, S. Schmult, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **98**, 205303 (2018).
18. О. В. Волков, В. Е. Житомирский, И. В. Кукушкин, К. фон Клитцинг, К. Эберл, Письма в ЖЭТФ **66**, 539 (1997).
19. L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, V. Umansky, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. R **2**, 033123 (2020).
20. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, Sci. Rep. **5**, 10354 (2015).
21. L. V. Kulik, K. Ovchinnikov, A. S. Zhuravlev, V. E. Bisti, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, Phys. Rev. B **85**, 113403 (2012).
22. Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, Е. И. Белозеров, В. А. Кузнецов, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **112**, 516 (2020).
23. E. M. Goldys, S. A. Brown, R. B. Dunford, A. G. Davies, R. Newbury, R. G. Clark, and C. T. Foxon, Phys. Rev. B **46**, 7957 (1992).
24. В. В. Соловьев, В. Диче, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **100**, 847 (2014).
25. О. А. Григорьев, Л. И. Мусина, А. А. Загитова, А. Б. Ваньков, Л. В. Кулик, Письма в ЖЭТФ **116**, 364 (2022).
26. 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).
27. 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).
28. J. Nakamura, S. Liang, G. C. Gardner, and M. J. Manfra, Nature Phys. **16**, 931 (2020).