

УДК 538.915

МАКРОЗАПОЛНЕНИЕ МАГНИТОЭКСИТОННОГО УРОВНЯ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

© 2022 г. Б. Д. Кайсин^{a, b, *}

^aИнститут физики твердого тела РАН,
Черноголовка, Московская область, 142432 Россия

^bМосковский физико-технический институт,
Долгопрудный, Московская область, 141700 Россия

*e-mail: kaysin@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.

После доработки 23.09.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

В сильновзаимодействующих двумерных электронных системах обнаружено формирование уровня долгоживущих спиновых магнитоэкситонов. Измерения проведены методом резонансного неупругого рассеяния света на образцах ZnO/MgZnO в режиме квантового эффекта Холла. Детектирование макрозаполнения долгоживущего уровня возбуждений выполнено по гигантской антистоксовой компоненте неупругого рассеяния света на спиновом экситоне в условиях фазового ферромагнитного перехода при вырождении спиновых подуровней и факторе заполнения 2. При температуре порядка 0.35 К интенсивность этой спектральной линии более чем на 11 порядков превышает интенсивность, ожидаемую вследствие термоактивации спиновых экситонов. Вывод о формировании уровня долгоживущих возбуждений был сделан на основе анализа зависимостей интенсивности антистоксовой компоненты рассеяния от мощности накачки и температуры исследуемой системы. Формирование долгоживущего уровня возбуждений предположительно является следствием изменения дисперсионного закона спиновых экситонов в условиях фазового перехода.

Ключевые слова: двумерная электронная жидкость, сильновзаимодействующие системы, ZnO/MgZnO, долгоживущие возбуждения, ротонный минимум, нестационарный конденсат, ферромагнитная неустойчивость, спиновые возбуждения, антистоксова компонента рассеяния, неупругое рассеяние света.

DOI: 10.31857/S1028096022070081

ВВЕДЕНИЕ

Изучение коллективных эффектов, вызванных межчастичным взаимодействием, является одной из наиболее актуальных и емких задач в современной физике конденсированного состояния вещества. Межчастичное взаимодействие оказывает значительное влияние на основное состояние сильнокоррелированных двумерных электронных систем и приводит к формированию нетривиальных явлений, таких как дробный квантовый эффект Холла [1–3], Стонеровская неустойчивость [4], Вигнеровская кристаллизация [5]. До недавнего времени наиболее обширный спектр коллективных эффектов был изучен в двумерных электронных системах на основе GaAs, обладающих рекордной степенью чистоты. Одним из примеров таких эффектов является формирование так называемого нестационарного конденсата магнитоэкситонов при факторе заполнения уровней Ландау $\nu = 2$ [6, 7]. Нестационарный конденсат формируется из частиц в основном

(термодинамически равновесном) состоянии при приложении внешнего возмущения и обусловлен макрозаполнением магнитоэкситонами ротонного минимума в дисперсии циклотронного спин-флип возбуждения.

Прогресс в изготовлении гетеропереходов на основе оксида цинка методом молекулярно-пучковой эпитаксии позволил получить двумерные электронные системы с уникальными параметрами и свойствами [8, 9]. Так в гетероструктурах ZnO/MgZnO параметр взаимодействия r_s (радиус Вигнера–Зейтса) оказывается в 7.5 раз больше такового в гетероструктурах GaAs/AlGaAs при аналогичных концентрациях электронов в двумерных электронных системах. Данный факт в сочетании с хорошей подвижностью электронов в двумерной системе делает структуру ZnO/MgZnO перспективными с точки зрения изучения свойств вызванных межчастичным взаимодействием. Ранее в таких системах наблюдали формирование ферромагнитной фазы [10–12] при целочислен-

ных факторах заполнения в режиме квантового эффекта Холла. Как было показано в работах [13, 14], этот эффект при $\nu = 2$ вызван исчезновением многочастичной энергетической щели над основным состоянием, обусловленной коллективным возбуждением с самой низкой энергией — циклотронным спин-флип экситоном с проекцией спина $S_z = -1$ (ось z направлена перпендикулярно росту двумерного канала). Энергия этого возбуждения складывается из одночастичных циклотронной и зеемановской энергий и члена, обусловленного межчастичным взаимодействием, который отвечает за его дисперсию. В длинноволновом пределе дисперсия такого возбуждения отрицательна, может быть описана квадратичной функцией, имеющей минимум в окрестности импульса $q l_b \sim 1$ (l_b — магнитная длина). Спонтанное нарушение спинового упорядочения происходит, когда минимум дисперсии циклотронного спин-флип экситона опускается ниже энергии одночастичной щели равной в данном случае разнице циклотронной и зеемановской энергий. Соотношение между одночастичными и многочастичными вкладами в энергетическую щель над основным состоянием при $\nu = 2$ зависит от концентрации электронов n_s в двумерной электронной системе. При n_s ниже критической (меньше $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) отрицательный многочастичный вклад в энергетическую щель превосходит одночастичный [15]. В результате система при факторе заполнения $\nu = 2$ имеет ферромагнитное спиновое упорядочение. При концентрациях n_s выше критической одночастичный вклад в формирование щели доминирует над многочастичным, и система находится в парамагнитном упорядочении. Однако в этом случае условий фазового перехода удается добиться, если наклонить систему относительно направления магнитного поля и тем самым уменьшить одночастичный вклад в щель [15]. При изменении спинового упорядочения основного состояния также изменяется спектр возбуждений. Так в работах [15, 16] было показано, что в ферромагнитной фазе в спектре неупругого рассеяния света появляется линия, соответствующая спиновому экситону, которая отсутствовала при парамагнитном упорядочении спиновой подсистемы. Спиновый экситон представляет собой волну, образованную переходом электронов внутри одного уровня Ландау с переворотом спина. В длинноволновом пределе энергия этого возбуждения соответствует зеемановской [17, 18], а при факторе заполнения $\nu = 1$ оно имеет положительную квадратичную дисперсию.

Настоящая статья посвящена изучению еще одного нетривиального эффекта, проявляющегося в условиях фазового перехода. При ферромагнитном упорядочении на факторе заполнения $\nu = 2$ наблюдается аномально сильная по интен-

сивности антистоксова компонента неупругого рассеяния света на спиновом экситоне. Ниже показано, что причиной формирования этой линии служит макрозаполнение магнитоэкситонами долгоживущего уровня спинового экситона.

ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Измерения были проведены на высококачественных гетероструктурах ZnO/MgZnO, выращенных методом молекулярно пучковой эпитаксии. Были исследованы два образца: S427 с концентрацией электронов в двумерном канале $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и S448 с $n_s = 4.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подвижность электронов в обоих образцах превышала $2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Оптические измерения были выполнены методом резонансного неупругого рассеяния света по двухсветоводной схеме. Преимуществом данной схемы является то, что второй световод служит фильтром от паразитного неупругого рассеяния света световода накачки.

С целью поиска резонансных условий для спектральных линий неупругого рассеяния света оптическое возбуждение системы осуществляли перестраиваемым по длине волны лазерным источником в диапазоне 365–368 нм. Максимальная плотность мощности накачки составляла $0.5 \text{ мВт}/\text{см}^2$, что исключало возможность перегрева электронной системы [19]. Низкотемпературные эксперименты выполнены в криостате с откачкой паров He^3 в магнитных полях до 15 Тл и при температуре от 0.35 до 1.6 К, регистрация которой была осуществлена с помощью рутениевого терморезистора. Перегрев двумерной электронной системы относительно температуры жидкого He^3 в оптических экспериментах может быть установлен по уширению спектральных линий неупругого рассеяния света и линий двумерной фотолюминесценции. Для точности интерпретации результатов измерений отсутствие уширения линий было под тщательным контролем. Для изменения угла наклона между направлением магнитного поля и двумерной электронной системой образец крепили на вращающийся столик. Угол наклона контролировали по спектрам двумерной фотолюминесценции с точностью $\sim 0.5^\circ$. Оптическое детектирование спектров неупругого рассеяния света и люминесценции осуществляли спектрометром с линейной дисперсией $5 \text{ \AA}/\text{мм}$ и камерой (прибором с зарядовой связью).

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 16 приведен спектр неупругого рассеяния на спиновом экситоне при угле наклона 31° , соответствующем ферромагнитному переходу при факторе заполнения $\nu = 2$. Помимо спек-

тральной линии стоксовой компоненты рассеяния на нем присутствует антистоксова компонента. Убедиться в том, что линия, расположенная на стороне отрицательных энергий спектра неупругого рассеяния света, действительно является антистоксовой компонентой рассеяния на спиновом экситоне можно, изучив величину Рамановского сдвига в широком диапазоне магнитных полей и при различных углах наклона (рис. 1а). Во всех этих случаях данная величина по абсолютному значению равна зеемановской энергии расщепления спиновых подуровней с $g = 1.97$, что также соответствует энергии спинового экситона [15, 17, 18].

Спектр на рис. 1б получен при температуре порядка 0.35 К и имеет аномально высокую по интенсивности антистоксову компоненту рассеяния на спиновом экситоне. Действительно, при столь низкой температуре отношение интенсивностей $I_{\text{аст}}/I_{\text{ст}}$ антистоксовой компоненты рассеяния к стоксовой вследствие термоактивации возбуждений должно составлять порядка $\sim \exp(-E_z/kT) \sim 10^{-11}$, однако из спектра видно, что это отношение составляет примерно 1/3. Стоит отметить, что в зависимости от длины волны лазера накачки резонансные условия для обеих компонент могут изменяться, вследствие чего будет меняться отношение их интенсивностей, однако в среднем оно соответствует случаю, представленному на рис. 1б. Столь значительное увеличение сигнала антистоксового рассеяния должно быть вызвано изменениями в структуре основного состояния и спектре возбуждений в условиях фазового перехода, таким изменением может быть возникновение уровня долгоживущих возбуждений в условиях ферромагнитного упорядочения спиновой подсистемы. В этом случае накопление большого количества магнитоэкситонов на этом уровне может привести к столь сильному увеличению сигнала антистоксовой компоненты рассеяния.

На рис. 2 представлены спектры неупругого рассеяния света на спиновом экситоне с антистоксовой стороны при четырех различных углах наклона и магнитных полях, соответствующих $\nu = 2$. Представленные на рис. 2 данные получены на образце S427, для которого углы наклона больше 27° соответствуют условиям фазового перехода. При меньших углах спиновая подсистема двумерной электронной системы имеет парамагнитное упорядочение, и интенсивность антистоксовой компоненты значительно падает, что свидетельствует о доминировании парамагнитных доменов над ферромагнитными при $\nu = 2$ в рассматриваемой области углов [15].

Вычисленная интенсивность антистоксовой компоненты рассеяния при факторах заполнения 1 и 2 в зависимости от угла наклона представлена

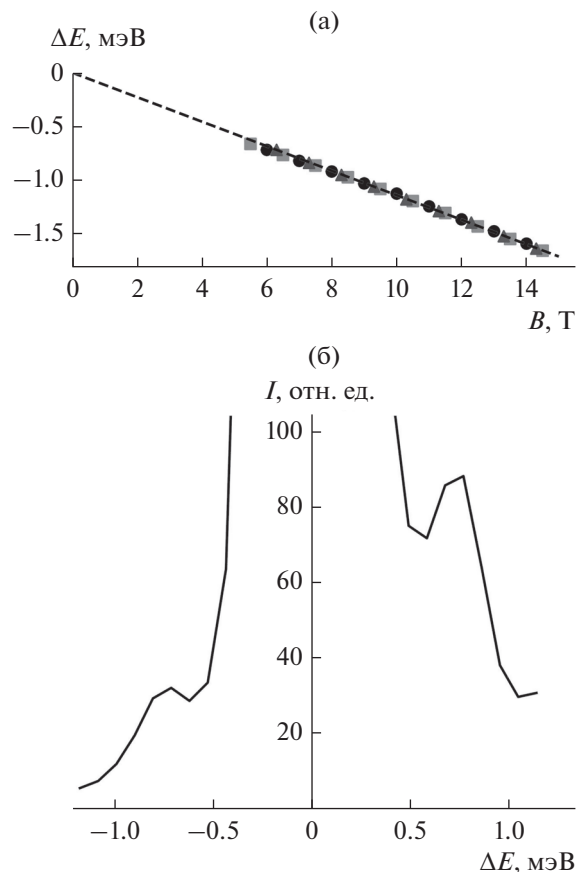


Рис. 1. (а) Экспериментальная зависимость величины Рамановского сдвига ΔE антистоксовой компоненты спинового экситона от магнитного поля (образец S427) при различных углах наклона относительно направления магнитного поля: \bullet — 22° ; \blacksquare — 27° ; \blacktriangle — 44° . Пунктирной линией показана отрицательная зеемановская энергия расщепления спиновых подуровней $-E_z$ с $g = 1.97$. (б) Спектр неупругого рассеяния света на спиновом экситоне (образец S427) при температуре 0.35 К и $\nu = 2$ в условиях ферромагнитного перехода. Антистоксова и стоксова компоненты рассеяния соответствуют пикам в отрицательной и положительной областях спектра соответственно.

на вставке рис. 2. Видно, что интенсивность антистоксовой компоненты значительно уменьшается при переходе от $\nu = 2$ к $\nu = 1$, хотя интенсивности стоксовых компонент в условиях ферромагнитного упорядочения при обоих факторах заполнения сопоставимы по величине [15, 16]. Такой результат может быть вызван модификацией дисперсии возбуждения при переходе от фактора заполнения $\nu = 2$ к $\nu = 1$. Подобным изменением может служить возникновение минимума дисперсии при $\nu = 2$ в условиях фазового перехода, что может значительно увеличить время жизни магнитоэкситонов [20].

Еще одно убедительное доказательство того, что наблюдаемая антистоксова компонента рассеяния на спиновом экситоне не может прояв-

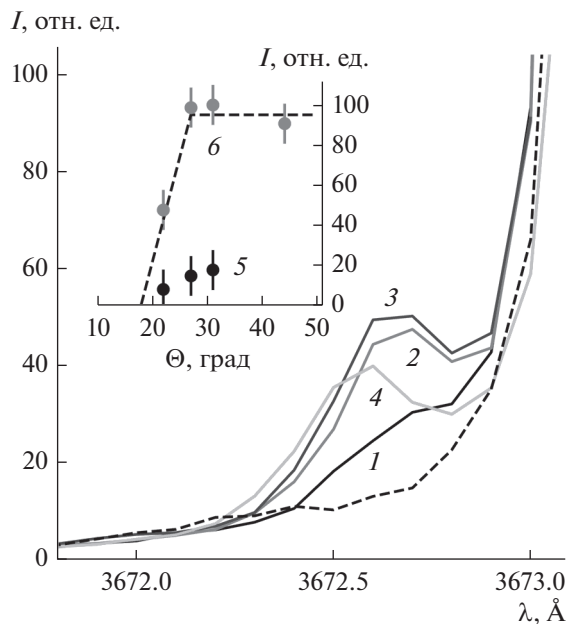


Рис. 2. Спектры антистоксовой компоненты рассеяния на спиновом экситоне при различных углах наклона относительно направления магнитного поля и $\nu = 2$ (образец S427). Пунктирной линией показан спектр упруго отраженного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 3673.5 \text{ \AA}$. На вставке представлены зависимости интенсивности антистоксовых компонент от угла наклона θ относительно направления магнитного поля при факторах заполнения 1 (5) и 2 (6).

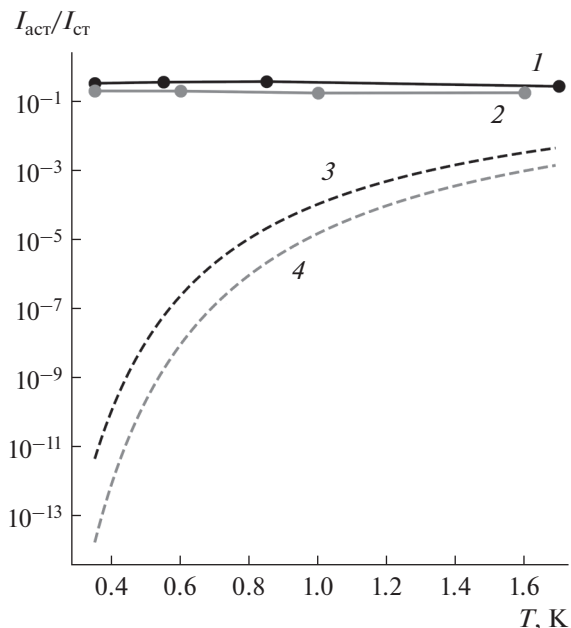


Рис. 3. Температурные зависимости отношения интенсивности антистоксовой компоненты рассеяния на спиновом экситоне $I_{ас}$ к стоксовой $I_{ст}$ при углах наклона относительно направления магнитного поля 31° (1) и 44° (2), соответствующих ферромагнитному упорядочению при факторе заполнения 2 (образец S427). Пунктирными линиями (3) и (4) соответственно показаны зависимости, ожидаемые в случае термоактивации возбуждений спинового экситона.

ляться вследствие термоактивации возбуждений, было получено при анализе зависимости отношения интенсивностей $I_{ас}/I_{ст}$ от температуры. Представленная на рис. 3 зависимость получена экспериментально при факторе заполнения $\nu = 2$ и углах наклона, соответствующих ферромагнитной фазе. Пунктирными линиями отображены зависимости при значениях углов, рассчитанных из предположения о термоактивации возбуждений на уровень спинового экситона. Из графика видно, что не только абсолютное значение величины $I_{ас}/I_{ст}$ значительно отличается от результатов расчета, но и качественное поведение имеет существенно иной характер. Экспериментальные данные показывают, что отношение $I_{ас}/I_{ст}$ практически не зависит от температуры, в то время как результаты расчета предсказывают резкий рост с увеличением T .

Перейдем к вопросу о накоплении долгоживущих возбуждений на уровне спинового экситона, которые и образуют макрозаполнение. Данный факт может быть установлен из анализа зависимости интенсивности антистоксовой компоненты рассеяния от мощности накачки. Очевидно, что в рассматриваемом случае $I_{ас}$ пропорциональна мощности накачки W и числу накопленных магнитоэкситонов N , которое также является

функцией W , т.е. $I_{ас} \sim WN(W)$, следовательно, зависимость $I_{ас}(W)$ должна иметь сверхлинейный характер. На рис. 4 представлены эти зависимости для двух исследуемых образцов в двойном логарифмическом масштабе при ферромагнитном упорядочении спиновой подсистемы и $\nu = 2$. Пунктирными линиями для сравнения изображены линейная и квадратичная зависимости. Также на рис. 4 приводится аналогичная зависимость для стоксовой компоненты. Из графика видно, что последняя имеет характер возрастания близкий к линейному (показатель степени $k \sim 1$). Однако интенсивности антистоксовых компонент рассеяния имеют зависимость близкую к квадратичной ($k \sim 2$). Данный экспериментальный результат может свидетельствовать о формировании в условиях фазового перехода макрозаполнения уровня долгоживущих спиновых возбуждений. Этот результат вызывает интерес с точки зрения исследования формирования нестационарного конденсата, поскольку накопление большого количества магнитоэкситонов на долгоживущих уровнях может привести к формированию ансамбля высококогерентных коллективных возбуждений, которые в свою очередь и образуют конденсат.

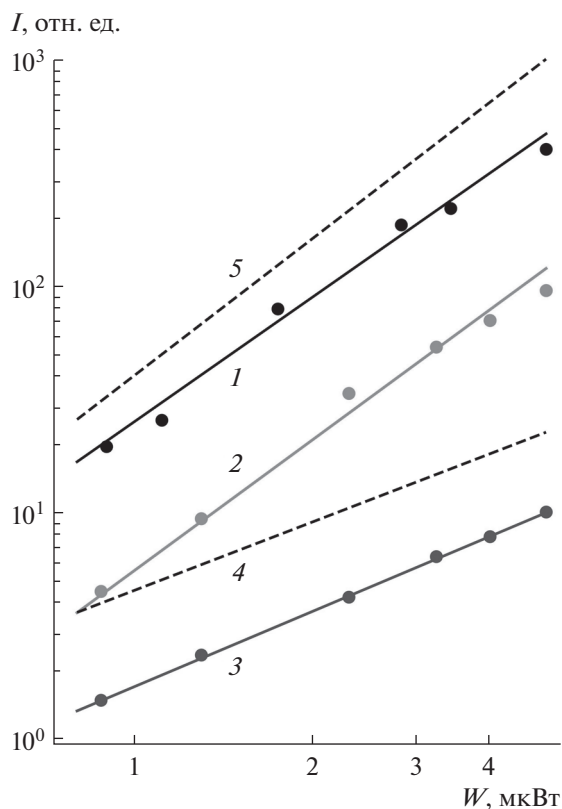


Рис. 4. Зависимости интенсивности линий неупругого рассеяния света на спиновом экситоне для антистоксовой (образцы S448 (1) и S427 (2)) и стоксовой компонент (образец S427 (3)) рассеяния от мощности накачки при факторе заполнения 2 в двойном логарифмическом масштабе. Для сравнения пунктирными линиями приведены линейная (4) и квадратичная (5) зависимости. Показатель степени k составляет ~ 1.82 (1); ~ 1.91 (2); ~ 1.1 (3). Существенным является только функциональная зависимость от мощности, но не абсолютное значение интенсивности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В сильно взаимодействующих двумерных электронных системах на основе ZnO/MgZnO методом неупругого рассеяния света обнаружена аномально высокая интенсивность спектральной линии антистоксовой компоненты рассеяния на спиновом экситоне. Эта особенность проявляется в условиях ферромагнитного упорядочения спиновой подсистемы при факторе заполнения $\nu = 2$, при этом в условиях парамагнитного упорядочения эта линия отсутствует. По температурной зависимости интенсивности данной линии было показано, что она не может формироваться вследствие термоактивации возбуждений спинового экситона. С другой стороны, по зависимости интенсивности антистоксовой спектральной линии от мощности накачки показано, что ее происхождение может быть вызвано формированием ансамбля долгоживущих коллективных возбуж-

дений в ферромагнитной фазе при факторе заполнения $\nu = 2$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-32-90203).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tsui D.C., Stormer H.L., Gossard A.C. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. № 22. P. 1559. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1559>
2. Stormer H.L., Chang A.M., Tsui D.C., Hwang J.C.M., Gossard A.C., Weigman W. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. № 24. P. 1953. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.50.1953>
3. Chang A.M., Berglund P., Tsui D.C., Stormer H.L., Hwang J.C.M. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. № 10. P. 997. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.997>
4. Stoner E.C. // Rep. Prog. Phys. 1947. V. 11. № 1. P. 43. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/11/1/304>
5. Wigner E. // Phys. Rev. 1934. V. 46. № 11. P. 1002. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.46.1002>
6. Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S., Timofeev V.B., Dickmann S., Kukushkin I.V. // Sci. Rep. 2015. V. 4. P. 10354. <https://doi.org/10.1038/srep10354>
7. Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Dickmann S., Gorbunov A.V., Timofeev V.B., Kukushkin I.V., Schmult S. // Nature Commun. 2016. V. 7. P. 13499. <https://doi.org/10.1038/ncomms13499>
8. Kozuka Y., Tsukazaki A., Kawasaki M. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 1. P. 011303. <https://doi.org/10.1063/1.4853535>
9. Falson J., Kozuka Y., Uchida M., Smet J.H., Arima T., Tsukazaki A., Kawasaki M. // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 26598. <https://doi.org/10.1038/srep26598>
10. Tsukazaki A., Ohtomo A., Kawasaki M. et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 233308. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.233308>
11. Kozuka Y., Tsukazaki A., Maryenko D. et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 075302. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.075302>
12. Maryenko D., Falson J., Kozuka Y., Tsukazaki A., Kawasaki M. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 245303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.245303>
13. Van'kov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. P. 121412. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.121412>
14. Dickmann S., Kaysin B.D. // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. P. 235317. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.235317>
15. Vankov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. P. 235401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.235401>

16. Ваньков А.Б., Кайсин Б.Д., Кукушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. С. 110.
<https://doi.org/10.7868/S0370274X18020078>
17. Kallin C., Halperin B.I. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. P. 5655.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.30.5655>
18. Dohers M., von Klitzing K., Weimann G. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 5453.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.5453>
19. Кулик Л.В., Курничев В.Е. // УФН. 2006. Т. 176. С. 365. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0176.200604b.0365>
20. Dickmann S. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 166801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.166801>

Macrofilling the Magnetoexciton Level in the Quantum Hall Effect Regime

B. D. Kaysin^{1, 2, *}

¹*Institute of Solid-State Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

²*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141700 Russia*

**e-mail: kaysin@issp.ac.ru*

The formation of long-lived spin magnetoexcitons has been found in strongly interacting two-dimensional electronic systems. The measurements were carried out using the method of resonant inelastic light scattering on ZnO/MgZnO samples in the quantum Hall effect regime. Macrofilling of the long-lived excitation level was detected on the base of the giant anti-Stokes component of inelastic light scattering on a spin exciton under conditions of a ferromagnetic phase transition at the filling factor 2. At a temperature of about 0.35 K, the intensity of this spectral line is more than 11 orders of magnitude higher than the intensity expected due to thermal activation of spin excitons. The conclusion about existence of the long-lived excitations was made based on analysis of the anti-Stokes scattering data obtained at different pump power and temperature of the system. The formation of long-lived excitations is presumably a consequence of a modification in the spin excitons dispersion law under the phase transition conditions.

Keywords: two-dimensional electron liquid, strong-interacting systems, ZnO/MgZnO, long-lived excitations, roton minimum, nonstationary condensate, ferromagnetic instability, spin excitations, anti-Stokes scattering component, inelastic light scattering.