

УДК 535.2

ПЕРЕНОРМИРОВКА МАСШТАБА ОБМЕННОЙ ЭНЕРГИИ КВАНТОВО-ХОЛЛОВСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ С ФАКТОРОМ ЗАПОЛНЕНИЯ 1

© 2022 г. А. Б. Ваньков¹, *, И. В. Кукушкин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук”, Черноголовка, Россия

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

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

Экспериментально и теоретически исследовано явление сильной перенормировки масштаба обменной энергии двумерных электронов при больших значениях параметра Вигнера–Зейтса $r_s > 7$ в режиме квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 1$.

DOI: 10.31857/S036767652204024X

ВВЕДЕНИЕ

Поведение двумерных электронных систем с сильным кулоновским взаимодействием подчас ломает устоявшиеся модели их описания. Так, насыщенная событиями и фактами физика квантового эффекта Холла получила новый поток загадок с появлением сверхчистых и сильновзаимодействующих двумерных электронных систем на основе гетероструктур MgZnO/ZnO [1]. Параметрическое пространство таких электронных систем радикально отличается от широко изученных структур GaAs/AlGaAs в плане сравнительно большей кулоновской энергией, пятикратно сниженной кинетической энергией и столь же значительным увеличением спинового расщепления. Помимо появления новых экзотических фаз дробного КЭХ [2] качественные изменения претерпевают даже состояния с целочисленными факторами заполнения – парамагнитное состояние КЭХ с $\nu = 2$ претерпевает ферромагнитную неустойчивость. Аналогичные события происходят и при других четных и нечетных целочисленных факторах заполнения – картина фазовых превращений эмпирически хорошо описывается моделью пересечения уровней Ландау с перенормированными параметрами эффективной массы и спинового расщепления [3–5]. Кроме того, из спектров комбинации электронов с уровнями Ландау следует, что жизнь сильновозмущающихся систем лучше описывается в концепции ферми-жидкостных квазичастиц, причем не только вблизи поверхности моря Ферми, но и в самой его глубине [6, 7]. Холловское квантование затрагивает скорее не электроны, а квазичастицы.

Очевидно, что сильные кулоновские корреляции модифицируют энергетический спектр двумерных электронных систем, а именно обменные и корреляционные вклады в энергию электронов на уровнях Ландау. Сепарировать многочастичные и одночастичные вклады в энергетическом спектре состояний КЭХ целесообразно в самых простых частных случаях. Из всех состояний КЭХ наиболее простой структурой обладает холловский ферромагнетик $\nu = 1$ – в нем все электроны номинально имеют одинаковую проекцию спина, минимальный орбитальный момент и обладают минимумом встроенных корреляций. Тем не менее, для двумерных систем с $r_s \gg 1$ будет велико также и значение параметра смешивания уровней Ландау, которое некоторым образом модифицирует характер многочастичного взаимодействия электронов даже в этом простейшем частном случае. Это было обнаружено в недавнем исследовании [8] обменного вклада в энергии циклотронных спин-флип возбуждений. Эти коллективные возбуждения имеют многочастичный вклад в энергию порядка обменной энергии холловского ферромагнетика. На качественном уровне было обнаружено сильное подавление обменного взаимодействия, которое возрастало с концентрацией линейным образом вместо квадратно-корневого, однако количественного ответа невозможно было получить ввиду сложной структуры такого коллективного возбуждения. Осталось много вопросов касательно точной величины обменной энергии и каким образом она зависит от параметра кулоновского взаимодействия ДЭС.

В контексте изучения многочастичных вкладов в энергетический спектр двумерных электронных систем исключительно эффективен ме-

тод зондирования простейших коллективных возбуждений (магнитоэкситонов). Структура энергии таких нейтральных электронных возбуждений, в зависимости от их типа, может включать слагаемые, связанные с величиной циклотронной щели (при переходе электронов между различными уровнями Ландау), одночастичным параметром Зеемановского расщепления (при перевороте спина), а также многочастичный вклад, зависящий от импульса магнитоэкситона. В длинноволновом пределе движение магнитоэкситонов наименее подвержено влиянию остаточного беспорядка в системе, и многочастичный вклад в их энергию отражает в чистом виде корреляционные и/или обменные поправки. Именно это позволяет эффективно использовать экспериментальный метод неупругого рассеяния света для прямого зондирования многочастичных вкладов в энергию возбуждений.

Простейшим типом коллективных возбуждений электронов на уровнях Ландау является внутриуровневый спиновой экситон (или магнон). В длинноволновом пределе его энергия совпадает с одночастичной зеемановской энергией, причем независимо от величины кулоновских корреляций, а в коротковолновом пределе главный вклад в его энергию задается величиной обменной энергии между электронами на соответствующем уровне Ландау. Напрямую измерить этот обменный вклад в энергию спиновых экситонов не представляется возможным ввиду сильного влияния беспорядка на энергию коллективных возбуждений при больших импульсах, а также качественно иного характера спин-текстурных возбуждений, задающих энергетическую щель в коротковолновом пределе.

Однако та же величина обменной энергии задает спиновую жесткость системы (крутизну квадратичной дисперсии спиновых экситонов) при малых импульсах, и ее можно беспрепятственно измерить методом неупругого рассеяния света с переменным импульсом передачи. В длинноволновом пределе дисперсия спиновых экситонов — квадратична, что было показано теоретически [9] для электронных систем с малым параметром $r_s \ll 1$, а впоследствии экспериментально подтверждено в структурах на основе GaAs [10], спиновая жесткость совпадает с величиной обменной энергии электронов на уровне Ландау.

В квантово-Холловских ферромагнетиках с сильным кулоновским взаимодействием $r_s \gg 1$ структура основного состояния неизвестна ввиду сильного смешивания уровней Ландау, однако спиновой экситон по-прежнему является нижайшим по энергии коллективным возбуждением с щелью, определяемой Зеемановским взаимодействием. Спиновая жесткость двумерной системы с сильным взаимодействием оценивалась в духе теории Ландау через гриновские функции [11], и был получен ответ о качественном изменении масштаба спиновой жесткости — она падает до величины порядка циклотронной энергии.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В настоящей работе модифицированная дисперсия спиновых экситонов была явно измерена методом неупругого рассеяния света. Характер спиновых экситонов исследован в холловском ферромагнетике при $\nu = 1$ на наборе гетероструктур MgZnO/ZnO с различной концентрацией ДЭС и с $r_s > 7$. Обнаружено, что парадоксальным образом при усилении кулоновского взаимодействия — напротив спиновая жесткость системы, оказывается многократно смягченной относительно привычного масштаба $e^2/\epsilon\ell_B$ — до величины порядка циклотронной щели $\hbar\omega_c$, и при этом она линейно растет с концентрацией ДЭС.

Близкая по величине перенормировка спиновой жесткости также получена в результате расчетов энергетического спектра методом точной диагонализации, она связана с перераспределением электронов за счет кулоновского смешивания уровней Ландау. Кроме того, предложена модель, описывающая модифицированную спиновую жесткость в рамках теории ферми-жидкости. Показано, что спиновая жесткость определяется перенормированной массой ферми-жидкостных квазичастиц.

Экспериментальные исследования были выполнены на четырех высококачественных гетероструктурах MgZnO/ZnO, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Двумерная электронная система сформирована в слое ZnO вблизи гетероинтерфейса, занимая одну подзону размерного квантования. Концентрации электронов в различных образцах составляли от 1.75 до 3.6, а низкотемпературные подвижности превышали $400000 \text{ см}^2/\text{В с}$. Измерения проводились в криостате откачки паров ^3He с температурой бани $T = 0.35 \text{ К}$ в магнитных полях до 15 Тл.

Оптические измерения проводились с использованием перестраиваемого Ti-Sp-лазера, удвоенного по частоте с длиной волны в диапазоне 366–367 нм вблизи прямой оптической щели ZnO. Для характеристики параметров образца изучалась магнитополевая эволюция сигнала фотолюминесценции с двумерных электронов, в которой определялись значения магнитного поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения. Измерения дисперсии коллективных возбуждений проводились методом резонансного неупругого рассеяния света с изменяемым импульсом передачи. Для фотовозбуждения электронной системы и для регистрации сигнала рассеянного света использовались два кварцевых многомодовых световода, ориентированных под различными углами к поверхности образца. Передаваемый импульс задавался разницей проекций налетающего и рассеянного фотонов на плоскость 2D-системы, и достигал значений в диапазоне $0.4 \text{ до } 3.0 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Для достижения максимальной точности измерения энергии кол-

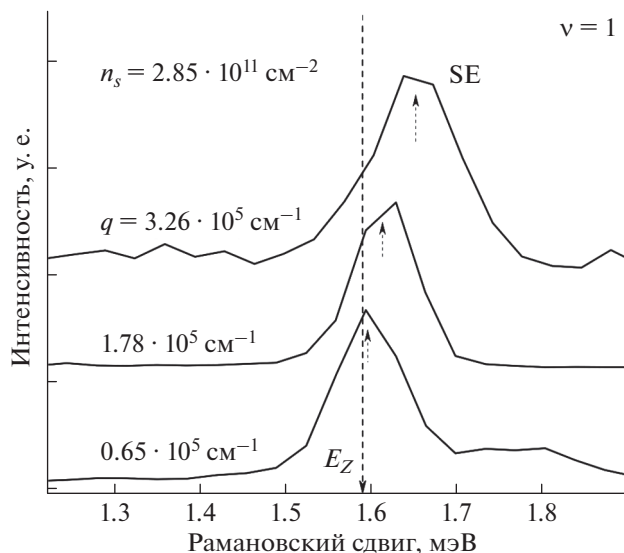


Рис. 1. Спектры НРС на спиновом экситоне (SE) в состоянии КЭХ $\nu = 1$. Двумерные импульсы передачи подписаны над каждой кривой.

лективных возбуждений использовался спектрометр в сочетании с CCD-камерой, обеспечивающие спектральное разрешение 0.03 мэВ, с дальнейшим уточнением положения пиков методом статистического усреднения при учете $N \sim 20\text{--}30$ сырых спектров. Итоговая погрешность в определении положения пиков достигала 3–4 мкэВ.

Идентификация спинового экситона в спектрах неупругого рассеяния света не представляет проблемы, так как это коллективное возбуждение имеет энергию близкую к одночастичному Зеемановскому расщеплению, а также при всех факторах имеет спектральную ширину на порядки меньше вышеуказанного аппаратного разрешения.

На рис. 1 показана последовательность рамановских спектров спинового экситона при факторе заполнения $\nu = 1$ на гетероструктуре S427 с концентрацией электронов $n_s = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Значения двумерного импульса, переданного коллективным возбуждениям в процессе неупругого рассеяния, подписаны на каждой спектральной кривой. Рамановский сдвиг SE растет с импульсом при $\nu = 1$. На качественном уровне вполне ожидаемо, что дисперсия SE в холловском ферромагнетике $\nu = 1$ имеет слабую квадратичную дисперсию с тем или иным параметром спиновой жесткости. Аналогичные данные по дисперсии SE были получены для всех четырех исследованных образцов с концентрациями $(1.75\text{--}3.6) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Для извлечения параметра спиновой жесткости следует представить длинноволновый фрагмент дисперсии в виде $E_{SE} = E_z + \frac{J}{2}(q\ell_B)^2$, где ℓ_B — магнитная длина и проанализировать на-

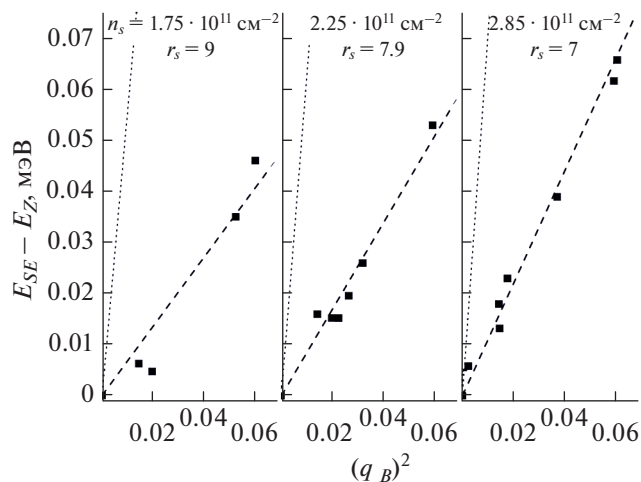


Рис. 2. Дисперсионная зависимость энергии спинового экситона от квадрата безразмерного двумерного импульса. Штриховые прямые линии, соответствующие наклону дисперсии, построены методом наименьших квадратов. Пунктирные линии — предсказание теории в приближении Хартри–Фока.

клон экспериментальных данных в координатах E от $(q\ell_B)^2$ методом наименьших квадратов.

Эти данные показаны на различных панелях рис. 2. Видно, что параметр спиновой жесткости (крутизна дисперсии) растет при увеличении концентрации. Однако для каждого образца характер дисперсии оказывается сильно смягченным относительно теоретической величины $J = \sqrt{\pi/2}e^2/\epsilon\ell_B$, известной для систем со слабым взаимодействием $r_s \ll 1$, соответствующие пунктирные кривые показаны для сравнения.

Извлеченные из экспериментальных данных параметры жесткости построены как функция магнитного поля на рис. 3, где также для сравнения штриховой линией показана величина циклотронной энергии для зонной массы в ZnO $m^* = 0.3m_0$.

Из графика видно, что для всех концентраций спиновая жесткость, а значит и обменная энергия при $\nu = 1$, многократно подавлены относительно модельных значений из теории возмущений.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Для описания смягченной дисперсии спиновых экситонов при факторе заполнения $\nu = 1$ не подходит формализм теории возмущений по параметру $r_s = E_c/\hbar\omega_c$, потому как в исследованных системах $r_s \gg 1$ и велико влияние смешивания уровней Ландау. Электрон-электронные корреляции приводят к перераспределению электронов на уровнях Ландау, и неопределенными оказываются не только возбужденные, но и основное состояние. Главными отправными точками в вы-

числении энергетического спектра являются полная проекция спина состояний системы и их суммарный импульс, а распределение электронов в собственных состояниях системы должно быть учтено самосогласованно при действии полного гамильтониана взаимодействующих электронов. Эта процедура проводилась в настоящей работе методом точной диагонализации электронного спектра на конечном числе электронов. Для задачи брались одночастичные зонные параметры электронной системы m^* и g^* , диэлектрическая проницаемость ϵ , учитывалась полная концентрация двумерных электронов. Также учитывался геометрический форм-фактор в потенциале кулоновского взаимодействия. Это делалось посредством самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона при заданной концентрации электронов. Вычисления проводились в геометрии тора с прямоугольной магнитной решеткой Бравэ, с отношением линейных размеров по x - y направлениям близким к единице. Для диагонализации при $\nu = 1$ учитывались состояния $N_e = 12$ в пределах $N_{LL} = 3$ нижайших уровней Ландау. Столь большое количество учтенных уровней Ландау необычно для класса задач о диагонализации спектра квантово-холловских систем. Это делалось по причине существенного вклада в основное состояние системы виртуальных переходов электронов между уровнями Ландау. Вообще, комбинаторная емкость гильбертова пространства многоэлектронных состояний при таком количестве уровней Ландау весьма велика, поэтому для реализации вычислений был использован подход обрезания базиса состояний, учитывающий конечность смешивающего параметра r_s и при некотором критерии сходимости.

Так же, как и при анализе экспериментальных данных, расчетная спиновая жесткость извлекалась из квадратичного участка дисперсии СЭ. Расчетные значения, полученные для разных концентраций ДЭС, были сопоставлены с экспериментальными данными, а также аналитическим ответом из теории Ферми-жидкости (рис. 3). Уменьшение удельной обменной энергии на уровнях Ландау явно наблюдается в ответе, но неочевидно по природе, поскольку рассматриваются частицы на тех же уровнях Ландау с известным видом волновых функций. Ключом к пониманию могла бы служить умозрительная модель, в которой не электроны, а уже некие ферми-жидкостные квазичастицы заполняют эффективные уровни Ландау. На это указывает хотя бы тот факт, что холловское квантование наблюдается в исследуемых двумерных системах независимо от параметра смешивания уровней Ландау при $r_s \gg 1$.

По этой причине задачу о спиновых экситонах можно рассматривать в терминах Ферми-жидкостных частиц в слабом(!) квантующем магнитном поле. Такие квазичастицы могут иметь две противоположные проекции спина, а в основном состоя-

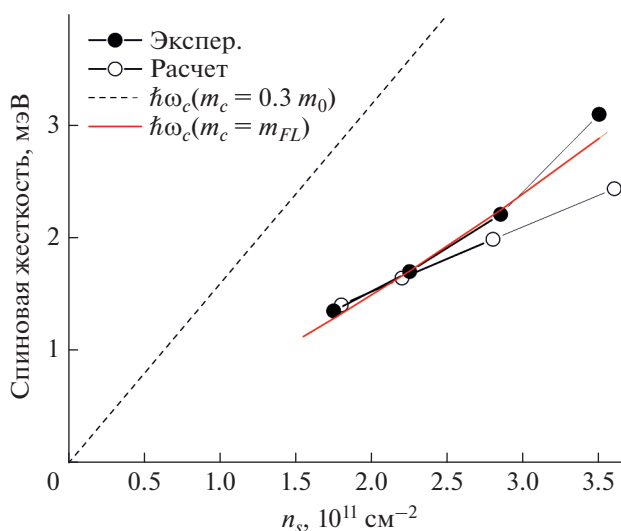


Рис. 3. Зависимость спиновой жесткости двумерной системы в состоянии $\nu = 1$ от концентрации n_s . Закрашенными кружками показаны экспериментальные значения спиновой жесткости. Пустыми символами показаны результаты расчета методом точной диагонализации. Сплошная жирная кривая – величина жесткости, посчитанная по ферми-жидкостной модели для эффективной массы квазичастиц. Штриховая линия – циклотронная энергия для параметра зонной массы электронов в ZnO.

нии холловского ферромагнетика заполнена только одна из ферми-сфер, с нижней проекцией спина. Однотипные состояния, отличающиеся лишь проекцией спина, должны иметь Зеемановское расщепление по энергии.

Простейшее нейтральное возбуждение, которым является спиновой экситон, можно представить как совокупность одночастичных переходов с заполненной ферми-сферы в вышележащую незаполненную сферу, но в состоянии с некоторым смещением по волновому вектору $k \rightarrow k + q$. Энергия такого одночастичного акта перехода составляет $E(k, q) = E(k + q) - E(k)$. Тогда энергия коллективного возбуждения будет являться некоторой суперпозицией от таких одночастичных переходов в соответствии с некоторой функцией распределения по импульсу ферми-жидкостных квазичастиц в основном состоянии: $E_{SE}(q) = \langle 0 | E(k, q) f(k) | 0 \rangle = \frac{\hbar^2 q^2}{m^*} \sum_{\vec{k}} \vec{k} \cdot f(\vec{k}) + \left[E_z + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} \right] \sum_{\vec{k}} f(\vec{k}) = E_z + \frac{\hbar^2 q^2}{2m_{FL}^*}$, где суммирование ведется по всей ферми-сфере, а также учтено условие нормировки на полное число квазичастиц и то, что $f(\vec{k})$ – четная функция импульса.

Эта простая формула подразумевает, что у спиновых экситонов в ферми-жидкости дисперсия будет определяться перенормированной массой квазичастиц. Если переписать дисперсион-

ное слагаемое в терминах спиновой жесткости, то она окажется равной $J = \frac{\hbar e B}{m_{FL}^* c}$, т.е. циклотронной

энергии с эффективной массой квазичастиц. Эта величина зависит от масштаба кулоновских корреляций и известна экспериментально для некоторого диапазона параметров ДЭС в ZnO. В частности, в работе [6] показано, что в пределе больших значений параметра r_s эффективная масса может отличаться в разы от зонной массы электронов. В частности, для параметров концентрации исследованных образцов масса меняется от $m_{FL}^* \sim 0.65m_0$ до $m_{FL}^* \sim 0.58m_0$. Поэтому для сравнения на рис. 3 приведена спиновая жесткость, рассчитанная через ферми-жидкостную массу, и эти значения количественно и качественно согласуются с экспериментом и точной диагонализацией.

В заключение отметим полученный качественный результат о смягчении спиновой жесткости ферромагнитной системы электронов полностью согласуется с экспериментальным ответом о перенормировке масштаба обменного вклада в энергию циклотронных возбуждений с переворотом спина, полученным в [8]. Для комбинированного возбуждения, ввиду нескольких слагаемых в структуре энергии, удалось получить лишь масштаб перенормированной величины обменных вкладов. Для SE многочастичный вклад в энергию оказался весьма прост и позволяет напрямую увидеть именно обменную энергию.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя неупругое рассеяние света на структурах MgZnO/ZnO, содержащих сильновзаимодействующие двумерные электронные системы, мы исследовали перенормировку обменного взаимодействия в состоянии КЭХ с $\nu = 1$. Установлено, что при доминирующей роли кулоновского взаимодействия в системе (параметр Вигнера–Зейтса $r_s > 7$) обменный вклад в энергию спиновых экситонов, напротив, оказывается значительно подавлен. Экспериментально установлено, что дисперсия спинового экситона имеет квадратичный характер, но спиновая жесткость вместо $e^2/\epsilon\ell_B$

имеет принципиально иной масштаб порядка циклотронной щели $\hbar\omega_c$. Физически это обусловлено возникновением поляризуемости системы при сильном смешивании уровней Ландау и перераспределении электронов. Для демонстрации этого были проведены расчеты методом точной диагонализации энергетического спектра электронов при учете состояний на трех уровнях Ландау и сильного кулоновского взаимодействия. Кроме того, модифицированный характер дисперсии спиновых экситонов оказалось возможным оценить в рамках теории Ферми-жидкости Ландау. При этом оказалось, что спиновая жесткость определяется циклотронной энергией с эффективной массой ферми-жидкостных квазичастиц. Результаты данной модели прекрасно согласуются как с экспериментом, так и с численными расчетами и потому могут претендовать на адекватное объяснение эффекта перенормировки обменной энергии.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Falson J., Kozuka Y., Smet J.H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. Art. No. 082102.
2. Falson J., Maryenko D., Friess B. et al. // Nature Phys. 2015. V. 11. P. 347.
3. Van'kov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 235401.
4. Maryenko D., Falson J., Kozuka Y. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. Art. No. 245303.
5. De Poortere E.P., Tutuc E., Papadakis S.J. et al. // Science. 2000. V. 290. P. 1546.
6. Solovyev V.V., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 115131.
7. Kukushkin I.V., Schmult S. // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. Art. No. 235152.
8. Van'kov A.B., Kaysin B.D., Volosheniuk S. et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. Art. No. 041407(R).
9. Бычков Ю.А., Иорданский С.В., Элиашберг Г.М. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. № 3. С. 152; Bychkov Yu.A., Iordanskii S.V., Eliashberg G.M. // JETP Lett. 1981. V. 33. No. 3. P. 143.
10. Drozdov I.K., Kulik L.V., Zhuravlev A.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. Art. No. 136804.
11. Iordanski S.V., Kashuba A. // J. Supercond. Incorp. Nov. Magn. 2003. V. 16. P. 783.

Exchange energy renormalization in quantum Hall ferromagnets with filling factor 1

A. B. Vankov^{a,*}, I. V. Kukushkin^a

^a Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

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

The dramatic renormalization of the exchange energy scale in a quantum Hall ferromagnet with $\nu = 1$ and with large values of Wigner–Seitz parameter $r_s > 7$ was discovered and investigated both experimentally and theoretically.