

05,11

Фазовый переход квантовой спиновой жидкости в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ в слабом магнитном поле в киральное состояние с топологическим порядком в процессе перемагничивания образца

© Ф.Н. Буханько, А.Ф. Буханько

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАНУ,
Киев, Украина

E-mail: metatem@ukr.net

Поступила в Редакцию 6 марта 2022 г.

В окончательной редакции 6 марта 2022 г.

Принята к публикации 27 марта 2022 г.

Проведено детальное исследование природы фазовых переходов в Z_2 квантовой спиновой жидкости в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ манганитах, индуцированных при температуре 4.2 К слабым внешним dc магнитным полем в ZFC (при охлаждении без магнитного поля) и FC (при охлаждении в магнитном поле) режимах измерения полевых зависимостей намагниченности в интервале полей ± 5 kOe. Показано, что в процессе перемагничивания образца в ZFC-режиме вблизи напряженности внешнего магнитного поля $H = 0$ происходит фазовый переход второго рода Z_2 квантовой спиновой жидкости в состояние киральной щелевой квантовой спиновой жидкости с топологическим порядком. Переход сопровождается необычным бугоркоподобным ростом числа магнитных возбуждений в виде майорановских фермионов и локальных калибровочных Z_2 магнитных потоков в интервале полей ± 500 Oe вблизи нулевого поля. Характерной чертой особенностей намагниченности является их сильная зависимость от направления роста внешнего магнитного поля, что сопровождается нарушением зеркальной симметрии намагниченности образца при инверсии знака внешнего магнитного поля, что характерно для кирального состояния Z_2 квантовой спиновой жидкости. В FC-режиме измерений вблизи $H = 0$ обнаружены характерные признаки возбуждения и разрушения 1D-фрагментов бесщелевых волн зарядовой/спиновой плотности в процессе перемагничивания образца вследствие конфайнмента-деконфайнмента спиновых пар в системе спиновых цепочек.

Ключевые слова: киральная квантовая спиновая жидкость, майорановские фермионы, конфайнмент-деконфайнмент спиновых пар, 1D-волны зарядовой/спиновой плотности.

DOI: 10.21883/FTT.2022.07.52564.304

1. Введение

Киральные спиновые жидкости с топологическим параметром порядка образуют широкий подкласс спиновых жидкостей с необычными физическими свойствами, которые интенсивно исследовались в двумерных фрустрированных антиферромагнетиках с различными типами кристаллической решетки в течение последних десятилетий. Отличительной чертой кирального состояния системы спинов является нарушение симметрии времени и зеркальной симметрии [1–12]. В последнее время большой интерес среди теоретиков и экспериментаторов вызывает фазовый переход квантовой спиновой жидкости (КСЖ) в киральное состояние в 2D-фрустрированных АФМ с различными типами кристаллической решетки, вызванный действием внешнего магнитного поля близким к $H = 0$. Было показано, что индуцированный внешним магнитным полем переход КСЖ в киральное состояние сопровождается фазовым переходом в фазу с топологическим порядком и возбуждением дробных фермионов (майорановские фермионы). В работе Китаева [13] впервые была построена количественная модель так называемой Z_2 квантовой спиновой жидкости (спиновая жидкость с локальным Z_2 магнитным потоком в

элементарной ячейке) для спинов $S = 1/2$, расположенных в узлах квазидвумерной гексагональной решетки. Китаевский гамильтониан КСЖ описывает состояния как щелевой, так и бесщелевой квантовой спиновой жидкости, которым соответствуют низкоэнергетические дробные возбуждения. Согласно предложенной Китаевым модели, существует сильный анизотропный обмен между спинами в ближайшем окружении узлов в простой изинговской форме, но в связи с тем, что различные связи используют различные компоненты спинов, основное магнитное состояние системы становится сильно фрустрированным. Согласно модели, основным состоянием такой системы спинов в нулевом магнитном поле является бесщелевая квантовая спиновая жидкость, которая может перейти в щелевую топологическую фазу в результате действия возмущений, нарушающих симметрию обращения времени. Одним из таких возмущений может быть внешнее магнитное поле перпендикулярное гексагональному слою. В теории Китаева фазовый переход КСЖ в щелевое состояние сопровождается возбуждением майорановских фермионов (МФ). В физике элементарных частиц под майорановским фермионом понимается частица, совпадающая со своей античастицей. В физике конденсированного состояния под майо-

рановским фермионом понимается такая квазичастица, оператор рождения которой совпадает с оператором ее уничтожения. Интерес к таким квазичастицам связан с тем, что они теоретически могут использоваться в кубитах для топологического квантового компьютера, при этом из-за своей нелокальной природы они менее чувствительны к влиянию среды. В одномерных системах говорят не о майорановских фермионах, а о майорановских связанных состояниях, которые не перемещаются в системе свободно, благодаря чему сохраняют свои свойства. Возможное экспериментальное обнаружение таких объектов в комбинированных полупроводниковых-сверхпроводниковых наносистемах в магнитном поле требует независимого подтверждения в связи со сложностью детектирования и существованием возможных альтернативных объяснений.

Использованный Китаевым гамильтониан очень прост, так как содержит обмен только между ближайшими соседями. Эта простота позволила сделать ряд теоретических предсказаний ее реализации в физике твердого тела. Материалы, в которых спиновые и орбитальные степени свободы сильно переплетены при наличии спин-орбитальных связей, такие как $(Na, Li)_2IrO_3$ и α - $RuCl_3$, являются наиболее вероятными кандидатами реализации теории Китаева. В работе [14] в рамках расширенной китаевской модели было строго установлено существование киральной спиновой жидкости как основного состояния „треугольник-шестиугольник“ решетки спинов, полученной замещением каждого узла гексагональной решетки на треугольник. Полученное авторами основное состояние спиновой жидкости является одним из примером широкого класса киральных спиновых жидкостей, рассмотренных ранее Вэном [1]. В нем спонтанно нарушена симметрия обращения времени, но сохраняются другие виды симметрии. В качестве возбуждений основного состояния киральной КСЖ были рассмотрены майорановские фермионы и локальные щелевые магнитные потоки (вихри). Было получено, что создание пар вихрей требует затраты энергии, поэтому вихри не перемещаются по решетке, даже когда они взаимодействуют друг с другом. Каждый вихрь несет майорановскую моду с нулевой энергией возбуждения. Согласно [14], пара майорановских мод с нулевой энергией на двух хорошо разделенных вихрях создает одну комплексную моду с нулевой энергией возбуждения. В работе [15] для описания основного состояния КСЖ на гексагональной решетке использовался расширенный гейзенберг-китаевский $H_{HK} + h + \kappa$ с дополнительным возмущением в виде трехспинового обмена κ в магнитном поле h . Показано, что трехспиновый кольцевой обмен κ разрушает симметрию обращения времени и способствует переходу бесщелевой КСЖ в щелевую топологически упорядоченную фазу в очень слабых магнитных полях не только в китаевском пределе ($\alpha = 1$), но и для всех значений параметра связи α в широком интервале значений $0.8 \leq \alpha \leq 1$. Предполагается, что даже в малом внешнем магнитном поле ($h \rightarrow 0$) КСЖ

с кольцевым обменом должна находиться в щелевом состоянии с топологическим порядком. Согласно построенной $(\kappa - h)$ магнитной фазовой диаграммы, существует единственный фазовый переход, который отделяет топологически упорядоченное состояние КСЖ от полностью поляризованного состояния в магнитных полях с большой напряженностью h . В китаевском пределе этот переход происходит при критическом значении напряженности $h_c \approx 0.072$ и остается почти постоянным при уменьшении α . Интересно отметить, что критическое поле h_c вначале непрерывно растет с увеличением κ , но затем выходит на насыщение при некоторой конечной величине трехспинового обмена $\kappa \approx 6$. Это насыщение критического поля соответствует поведению щели для майорановских фермионов в точном решении при $h = 0$. Согласно [15], дисперсия энергии майорановского фермиона $E(k)$ в топологической фазе существенно зависит от величины трехспинового обмена. Для малых $\kappa \gg 1$ фермион имеет щель $E_g \approx \sqrt{3\kappa}$, однако для больших $\kappa \gg 1$ щель фермиона $E_g \approx 2$ постоянна и не зависит от величины κ . Произведен численный расчет полевых зависимостей намагниченности $M(h)$ и производных dM/dh в интервале магнитных полей $0 \leq h \leq 0.48$ для значений обменного взаимодействия $\kappa = 0, 0.9, 6, 30$. Согласно полученным результатам, полевые зависимости намагниченности $M(h)$ вблизи перехода в состояние с топологическим порядком имеют вид порогов, форма и величина которых существенно зависят от κ . В китаевском пределе ($\alpha = 1$) этот переход происходит при критической величине напряженности внешнего магнитного поля $h_c \approx 0.072$, которая остается постоянной при уменьшении параметра связи α . Интересно отметить, что индуцированный внешним магнитным полем фазовый переход из топологически упорядоченного состояния в поляризованное состояние может быть непрерывным, а также слабо выраженным фазовым переходом первого рода. Так как напряженность критического магнитного поля необходимого для разрушения топологической фазы определяется щелью МФ при $h = 0$, величина h_c вначале увеличивается с ростом обмена, а затем выходит на насыщение при больших значениях κ . Были также построены зависимости числа вихрей (магнитных потоков) в основном состоянии КСЖ в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля, которое соответствует числу площадок с необычным потоком. Ниже критического магнитного поля ($h < h_c$) вихри в КСЖ отсутствуют вследствие наличия щели для вихрей в состоянии, в котором отсутствует конфаймент. Однако при фазовом переходе в поляризованное состояние появляются вихри вследствие сжатия КСЖ и их число в основном состоянии быстро растет с ростом поля.

Таким образом, природа фазового перехода может быть сформулирована в терминах перехода конфаймент-деконфаймент неабелевского калибровочного поля, который родственен конфаймент-деконфаймент фазовому переходу в абелевской дискретной калибровочной

теории [16–19]. Согласно теории, конденсация потока приводит к конфейменту калибровочного поля [20]. В данной работе проведено исследование природы двух типов особенностей полевых зависимостей намагниченности $M(H)$ в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$, возникающих вблизи нулевого магнитного поля H в процессе перемагничивания образца в ZFC- и FC-режимах измерения в интервале полей ± 5 kOe при 4.2 К. Появление этих особенностей намагниченности образцов вблизи $H = 0$ объяснено возбуждением 2D-континуума пар фермионов и 1D-фрагментов волн зарядовой/спиновой плотности в процессе перемагничивания образца в рамках существующих моделей фазового перехода киральной КСЖ в щелевое состояние с топологическим квантовым порядком.

2. Методика эксперимента

Образцы самодопированных манганитов $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ были получены из высококачественных окислов лантана, самария и электролитического марганца, взятых в стехиометрическом соотношении. Синтезированный порошок прессовали под давлением 10 kbar в диски диаметром 6 mm, толщиной 1.2 mm и спекали на воздухе при температуре 1170°C в течение 20 h с последующим снижением температуры со скоростью 70°C/h. Полученные таблетки представляли собой однофазную по рентгеновским данным керамику. Рентгенографические исследования проводили при 300 К на дифрактометре ДРОН-1.5 в излучении $\text{NiK}_{\alpha 1+\alpha 2}$. Симметрия и параметры кристаллической решетки определялись по положению и характеру расщепления рефлексов псевдокубической решетки типа перовскита. Полевые зависимости намагниченности были получены в ZFC- и FC-режимах измерения dc намагниченности в интервале полей $-5 \text{ kOe} \leq H \leq 5 \text{ kOe}$ при 4.2 К с использованием магнитометра.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Особенности в динамическом спиновом структурном факторе киральной КСЖ при возбуждении 2D-континуума квазичастиц в виде майорановских фермионов и локальных потоков Z_2 калибровочного поля

Из рис. 1 видно, что в процессах перемагничивания $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ в ZFC- и FC-режимах измерения намагниченность образца $M(H)$ линейно растет с ростом напряженности магнитного поля в широком интервале магнитных полей, что характерно для парамагнетиков и антиферромагнетиков, но имеет четко выраженные необычные особенности вблизи нулевого поля, вызванные появлением дополнительной „сверхнамагниченности“ при переходе КСЖ в фазу с топологическим

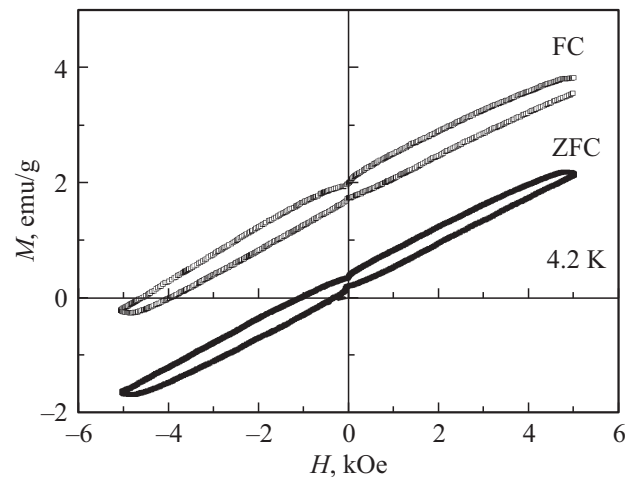


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ при 4.2 К в ZFC- и FC-режимах измерения в процессе перемагничивания образца в интервале магнитных полей $-5 \text{ kOe} \leq H \leq 5 \text{ kOe}$.

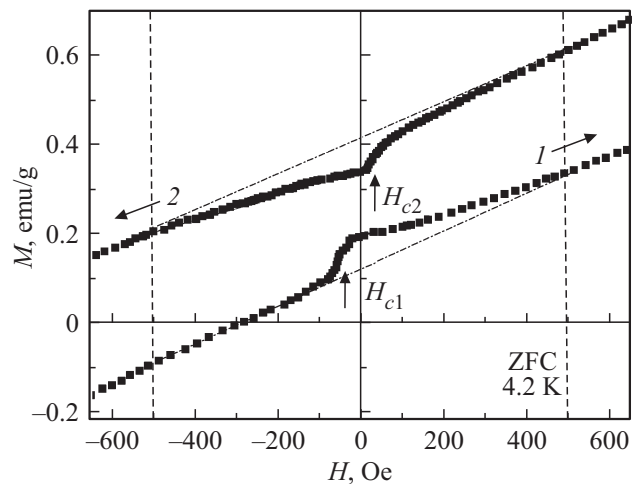


Рис. 2. Формирование бугоркоподобной асимметричной особенности графиков $M(H)$ в ZFC и режиме измерения в интервале магнитных полей ± 500 Oe с ростом напряженности магнитного поля в положительном направлении (изотерма 1) и в отрицательном направлении (изотерма 2).

порядком. Необычным является также сильный полевой гистерезис, ширина которого в FC-режиме измерений значительно больше, чем в ZFC-режиме.

Как видно из рис. 2, в ZFC-режиме измерений в процессе перемагничивания вблизи критических полей $H_{c1} \approx -50$ Oe и $H_{c2} \approx 50$ Oe происходит формирование близких по форме порогов, соответственно для изотермы намагничивания — 1 и размагничивания — 2, с последующим плавным спадом „сверхнамагниченности“ образца к нулю. На рис. 2 четко показано, как формируется бугоркоподобная асимметричная особенность графиков $M(H)$ в интервале магнитных полей ± 500 Oe с ростом напряженности магнитного поля в положи-

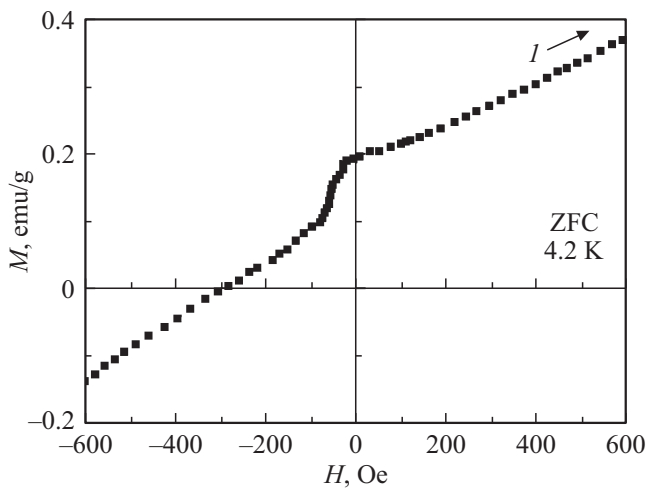


Рис. 3. Изотерма I намагничивания $M(H)$ в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ при 4.2 К в ZFC-режиме измерений в интервале магнитных полей ± 600 Ое.

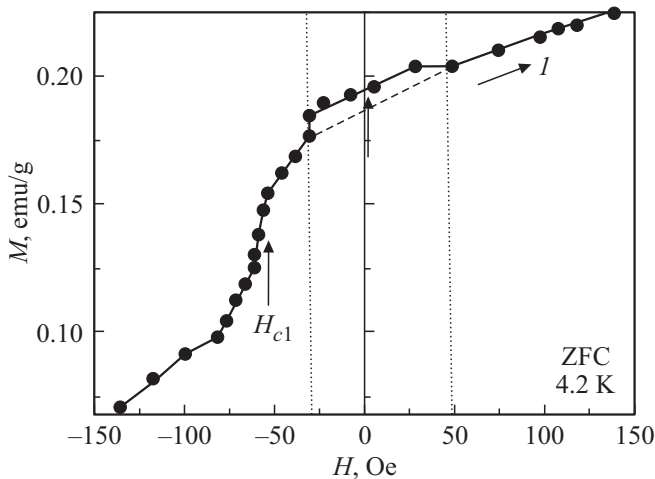


Рис. 4. Фрагмент изотермы I намагничивания $M(H)$ в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ при 4.2 К в ZFC-режиме измерений в интервале магнитных полей ± 150 Ое.

тельном направлении. Хорошо видно, что эта необычная особенность является суперпозицией относительно узкой пороговой особенности намагниченности вблизи критического поля $H_{c1} \approx -50$ Ое фазового перехода КСЖ в состояние с топологическим порядком, которая накладывается на плавное падение „сверхнамагниченности“ к нулю вблизи магнитных полей ± 500 Ое в виде хвоста. На рис. 3 показано, что доминирующий вклад в рост „сверхнамагниченности“ в изотерме I с ростом поля вносит четко выраженный положительный скачок намагниченности вблизи поля $H_{c1} \neq 0$. Однако согласно рис. 4, существует также дополнительный вклад в намагниченность образца в виде плато, расположенного в узком интервале полей вблизи нулевого магнитного поля.

Таким образом, полученная нами асимметричная бугор-подобная особенность графиков $M(H)$ в интервале магнитных полей ± 500 Ое с ростом напряженности магнитного поля в положительном направлении (изотерма I), состоит из двух вкладов, отличающихся по форме и интенсивности: асимметричная бугорподобная особенность в интервале полей ± 500 Ое и более узкая платообразная особенность вблизи $H = 0$. Подобная асимметричная бугорподобная особенность графиков $M(H)$ формируется также с уменьшением поля при обратном цикле перемагничивания, представленная на изотерме 2 на рис. 2, 5, 6. Из рис. 5, 6 хорошо видно, что магнитный отклик спиновой системы в процессе размагничивания образца вблизи нулевого поля имеет вид порогового падения „сверхнамагниченности“ с ростом поля вблизи критического значения $H_{c2} \approx 50$ Ое. Критические поля,

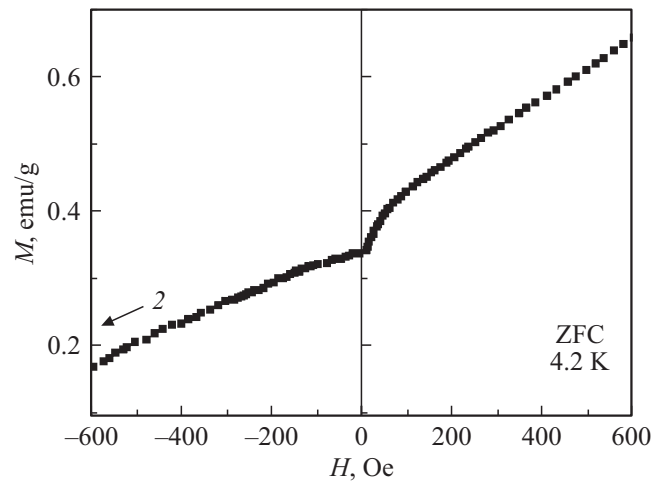


Рис. 5. Изотерма 2 размагничивания $M(H)$ в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ при 4.2 К в ZFC-режиме измерений в интервале магнитных полей ± 600 Ое.

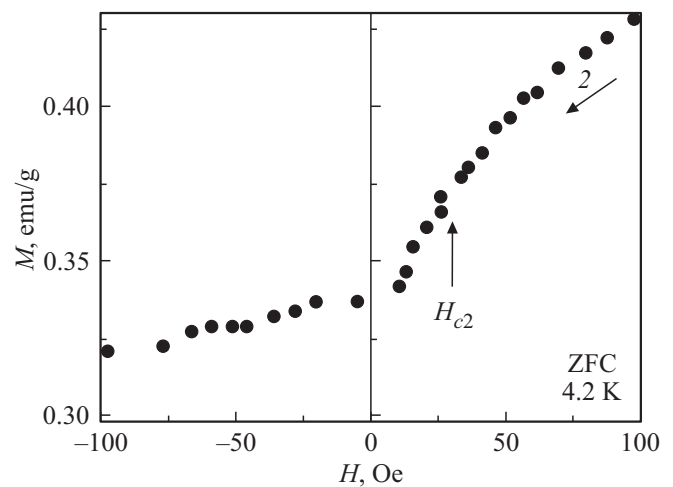


Рис. 6. Фрагмент изотермы 2 размагничивания $M(H)$ в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ при 4.2 К в ZFC-режиме измерений в интервале магнитных полей ± 100 Ое.

форма и интенсивности дополнительных вкладов низкоэнергетического возбуждения квазичастиц в суммарную намагниченность образца на двух изотермах существенно различаются, то есть существует сильный гистерезис в процессах намагничивания — размагничивания образца. Следует также отметить необычную асимметрию кривых $M(H)$ для левой ($H < 0$) и правой ($H > 0$) половин полевых зависимостей намагниченности КСЖ в изотермах 1 и 2, что свидетельствует о нарушении зеркальной симметрии намагничивания образца при инверсии знака внешнего магнитного поля.

Таким образом, согласно полученным в данной работе полевым зависимостям намагниченности $M(H)$, измеренных в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ в ZFC-режиме измерений при температуре 4.2 К, с ростом напряженности внешнего магнитного поля происходит пороговый квантовый фазовый переход второго рода КСЖ в состояние с топологическим порядком с последующим плавным переходом в поляризованную фазу. В результате этого перехода в изотермах перемагничивания образцов 1 и 2, вблизи значения $H = 0$ формируются бугорподобные особенности намагниченности $M(H)$, форма и интенсивность которых существенно зависят от направления роста магнитного поля. Эти особенности характерны для низкоэнергетического возбуждения широкого 2D-континуума майорановских фермионов при фазовом переходе киральной КСЖ в состояние с топологическим порядком, рассмотренного ранее в работах [13–28]. Важным следствием модели Китаева для КСЖ [13] является расщепление электронов на набор необычных квазичастиц — майорановских фермионов, которое приводит к появлению в спектре магнитных низкоэнергетических возбуждений основного состояния киральных спиновых жидкостей нескольких зон майорановских фермионов, ширина которых существенно зависит от магнитных калибровочных потоков и внешних возмущений. Сравнительно недавно свидетельства этого расщепления удалось обнаружить в $\alpha\text{-RuCl}_3$ с помощью техники нейтронного рассеяния, которые получили свое объяснение в работе [21]. В работе [21] проведено теоретическое исследование динамического структурного фактора $S^{\text{ab}}(\mathbf{q}, \omega)$, двумерной квантовой спиновой жидкости в бесщелевой и щелевой фазах в рамках модели Китаева для гексагональной решетки спинов. Показано существование необычных бугорподобных особенностей структурного фактора, вызванных возбуждением континуума майорановских фермионов и появлением калибровочных потоков. Было получено, что и в щелевой, и в бесщелевой фазах КСЖ отклик исчезает при значениях энергии возбуждения ω ниже величины щели Δ , которая имеет прямое отношение к появлению калибровочного поля. Подобная щель была найдена и в модифицированной модели Китаева в спектре кругового возбуждения [22].

При значениях энергии возбуждения выше чем энергия щели Δ ненулевые вклады фермионов в структур-

ный фактор $S^{\text{ab}}(\omega)$ возникают только из возбужденных состояний с четностью противоположной четности основного состояния. В результате этого реализуются два режима возбуждения майорановских фермионов — режим I и режим II. Режим II содержит остроконечный отклик, тогда как в режиме I остроконечный отклик отсутствует. В случае I основное состояние КСЖ имеет нечетное число возбуждений, тогда как в случае II магнитные возбуждения либо отсутствуют, либо их число четное. В режиме I наблюдается широкий бугорподобный магнитный отклик на внешнее возбуждение, в то же время, в случае II отклик должен быть узким. Отклики могут перекрываться или быть раздельными. Для случая I в широком по энергии отклике доминируют одночастичные возбуждения, поэтому он проявляется только в пределах ширины зоны материальных фермионов.

В работе [23] получены точные результаты для структурного фактора в щелевой и бесщелевой, абелевской и неабелевской фазах КСЖ. Структурный фактор имеет особенности при возникновении квазичастиц в виде майорановских фермионов и потоков Z_2 калибровочного поля. В дополнении к широкому бугорподобному континууму дробных спиновых возбуждений, авторы нашли остроконечные особенности в магнитном отклике. Эти остроконечные особенности возникают из возбужденных состояний содержащих или только статические магнитные потоки и отсутствуют подвижные фермионы, или из возбужденных состояний, в которых фермионы тесно связаны с потоками. Структурный фактор существенно отличается в абелевской и неабелевской КСЖ. Связанные фермион-потоки композиты появляются только в неабелевской фазе. Главной особенностью динамического структурного фактора в изотропной точке неабелевской фазы ($J_x = J_y = J_z$) является наличие остроконечной δ -компоненты, вызванной майорановскими фермионами связанными с парами потоков и широкой бугорподобной компоненты, вызванной возбуждением континуума фермионов. Начало широкой особенности магнитного отклика соответствует краю зоны майорановских фермионов. Следует отметить, что ширина отклика свободных фермионов практически совпадает с шириной рассчитанной функции плотности состояний $N(\omega)$ майорановских фермионов в фазе с нулевым потоком.

Согласно модели Китаева, система спинов с $S = 1/2$ занимают узлы в гексагональной решетке. Спины взаимодействуют с помощью анизотропного изинговского обмена J_a между ближайшими соседями, где три направления, обозначенные как $a = x, y, z$ выделяют три валентные связи для данной решеточной позиции. Модель Китаева дополнена в [23] трехспиновым обменным взаимодействием, созданным слабым внешним магнитным полем. Круговые трехспиновые обменные взаимодействия нарушают симметрию времени и создают щель в спектре майорановских фермионов, что приводит к

росту неабелевских возмущений [24]. Первый член, использованного в работе [23] гамильтонана расширенной китаевской модели $\hat{H} = - \sum_{nn} J_a \hat{\sigma}_i^a \hat{\sigma}_j^a - K \sum_{nnn} J_a \hat{\sigma}_i^a \hat{\sigma}_j^c \hat{\sigma}_k^b$, суммирует (nn) изинговские обменные взаимодействия в системе спинов между двумя соседними i, j узлами решетки спинов в терминах матриц Паули $\hat{\sigma}_j^a$. Дополнительный член гамильтонана, взятый с коэффициентом K , описывает (nnn) обменные взаимодействия между тремя спинами $\hat{\sigma}_i^a \hat{\sigma}_j^c \hat{\sigma}_k^b$, объединенных с каждой парой связей $\langle ij \rangle_a$ и $\langle jk \rangle_b$ для узла j кристаллической решетки. Для $K = 0$ могут существовать две устойчивые фазы, известные в литературе как бесщелевая и щелевая абелевская квантовая спиновая жидкости. При $K \neq 0$ все эти фазы приобретают щель и возбуждения для состояния КСЖ ранее бывшим бесщелевыми становятся неабелевскими. Во всех фазах независимыми степенями свободы являются Z_2 калибровочные потоки, расположенные в ячейках кристаллической решетки и динамические майорановские фермионы, расположенные на узлах решетки. Эволюция во времени майорановских фермионов генерируется гамильтонианом, форма которого определяется особой конфигурацией Z_2 калибровочного поля. Как отмечено в [23], различным представителям семейства китаевских гамильтонианов соответствует набор качественно различных откликов. Общим для всех этих откликов является то, что найденные корреляции спинов являются ультракороткими [25]: структурный фактор содержит вклады корреляторов только локальных или ближайших соседей, которые имеют одинаковые компоненты спина. Это является следствием статической природы возникающих Z_2 калибровочных потоков. Поэтому в работе были представлены только зависимости динамического структурного фактора $S(\omega)$ от частоты возбуждения ($q = 0$). Во всех случаях динамический отклик имеет щель, независимо от существования щели в спектре возмущений квантовой спиновой жидкости. Минимальная щель Δ соответствует случаю формирования в КСЖ пар потоков в смежных ячейках кристаллической решетки. График одной из широких компонент магнитного отклика $S(\omega)$ соответствует возбуждению майорановских фермионов ($q = 0$). Ее низкоэнергетическое начало соответствует щели Δ в фазе с бесщелевыми майорановскими возмущениями, тогда как конец находится в щелевой майорановской фазе. Как показано в работе, этот широкий отклик возникает при возбуждении одного или двух фермионов в зависимости от компоненты спина и параметров гамильтониана. В случае $J_x/J_z = J_y/J_z$ существуют только две компоненты отклика — $S^{zz}(\omega)$ и $S^{xx}(\omega) = S^{yy}(\omega)$. Для абелевских состояний КСЖ было получено, что в изотропной модели отклик $S^{aa}(\omega)$ не равен нулю при энергии возбуждения выше, чем энергия Δ необходимая для создания пар потоков. Этот доминирующий вклад возникает из одиночных возмущений майорановских фермионов, но хвост тянется к более высоким энергиям. Хотя ширина зоны майорановских фермионов в

основном определяет магнитный отклик системы спинов на внешнее возмущение, зависимость интенсивности отклика не связана простым соотношением с функцией плотности состояний фермионов поскольку отклик включает в себя размножение майорановских фермионов в присутствии пар потоков. Тем не менее, он отражает такие характерные особенности функции плотности состояний майорановских состояний как, например, сингулярность ван Хова.

Согласно [26], широкий бугорподобный отклик рассеяния нейтронов системой спинов в КСЖ имеет несколько различных причин. Во-первых, это рассеяние, при котором любое перемещение спинов с волновым вектором $q = 0$ требует создания множества магнитных возмущений. Во-вторых, это не простое возбуждение магнов, так как в нем участвуют только дробные магнитные возмущения, которые возникают одновременно и таким образом процесс рассеяния является многочастичным. В-третьих, при описании низкоэнергетического спектра квазичастицы не стоят на первом месте, поэтому дисперсионное соотношение $\omega(q)$ в принципе не существенно. В случае Z_2 спиновой жидкости, в которой триплетное возбуждение распадается на пару $S = 1/2$ спинов, дробные магнитные возмущения рассматриваются как магнитные моменты в рамках модели квантовых димеров. Для того чтобы быть наблюдаемыми каждый отдельный спинон должен вести себя подобно когерентной свободной частице в пределе низких энергий возбуждений. Однако до сих пор неясно в каком интервале энергий такие долгоживущие хорошо выраженные дробные частицы будут существовать. Случай симметричного дробления на две частицы является упрощенным сценарием. По-видимому, дополнительно возникает много других квазичастиц, что позволяет приблизиться к патрон-конструкциям частиц с широким многообразием различных схем дробления рассмотренным Вэном в [5]. Дробные квазичастицы не обязаны иметь широкий непрерывный спектр. Вместо этого они могут формировать связанные или локализованные состояния. Существует возможность деконфаймента квантовой киральности в бикритической точке фазовой диаграммы, которая разделяет две фазы с наличием кофаймента возбуждений квантовой спиновой жидкости [27,28]. Деконфаймент связанных состояний дробных частиц сопровождается затратами энергии, необходимой для их развязывания. Это не исключает возможность образования новых дискретных композитных состояний с конечной энергией связи. Одним из таких случаев является дробление с очень большой асимметрией возбуждения, при котором поток может быть очень тяжелым и малоподвижным, т.е. иметь очень малую ширину зоны. Таким образом, он может взаимодействовать с произвольным количеством моментов с почти постоянной энергией и посредством этого производить сохранение чрезвычайно неэффективных моментов. Это приводит к широким особенно-

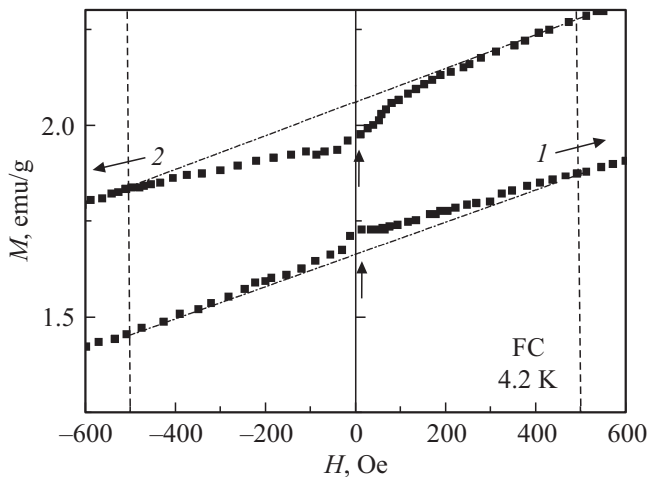


Рис. 7. Формирование платообразных особенностей графиков $M(H)$ в FC и режиме измерений намагниченности в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ в интервале магнитных полей ± 600 Oe с ростом напряженности магнитного поля в положительном направлении (изотерма 1) и в отрицательном направлении (изотерма 2).

стям возбуждения частиц, что характерно для фотонов [21,23].

3.2. Формирование бозонов в виде 1D-волн зарядовой/спиновой плотности в системах АФМ спиновых цепочек, вызванное конфайнментом спиновых пар

Большой интерес вызывают изотермы перемагничивания, полученные нами в FC-режиме измерений, из которых видно, как при перемагничивании образца вблизи нулевого магнитного поля формируются платообразные особенности намагниченности, характерные для возбуждения 1D-фрагментов бесщелевых волн зарядовой/спиновой плотности. Как видно из рис. 7, в процессе перемагничивания образца $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ при 4.2 K, вблизи нулевого магнитного поля происходит формирование близких по форме относительно узких платообразных особенностей изотерм 1 и 2 с различной шириной и интенсивностью. Эти необычные особенности „сверхнамагниченности“, возникающие при инверсии направления вектора \mathbf{H} накладываются на плавное падение намагниченности к нулю с ростом напряженности поля вблизи магнитных полей ± 500 Oe. На рис. 8, 9 показано, что в процессе намагничивания образца с ростом H (изотерма 1), вблизи $H = 0$ формируется слабый платообразный скачок „сверхнамагниченности“ шириной 80 Oe в виде бугра со срезанной вершиной. Более четко формирование этой необычной дополнительной особенности „сверхнамагниченности“ вблизи нулевого магнитного поля проявилось в изотерме 2 в процессе размагничивания образца (рис. 10–11) в виде падения $M(H)$. Появление такой необычной особенности

намагниченности в изотермах 1, 2 можно объяснить конфайнментом (деконфайнментом) низкоэнергетических возбуждений спинов в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ в виде возбуждений (разрушений) нанофрагментов бесщелевых 1D-волн зарядовой/спиновой плотности, хорошо известных в литературе для систем проводящих спиновых цепочек в низкоразмерных антиферромагнетиках [29–35]. Эти коллективные возбуждения накладываются на широкий 2D-континуум низкоэнергетических возбуждений майорановских фермионов при фазовом переходе КСЖ в киральное состояние с топологическим порядком, рассмотренный нами в подпункте 3.1.

В работе [29] методом неупругого рассеяния нейтронов высокого разрешения в сильных магнитных полях был исследован механизм формирования бесщелевой моды собственных продольных колебаний системы АФМ спиновых цепочек в $\text{Yb}_2\text{Pt}_2\text{Pb}$. Ранее проведенные экс-

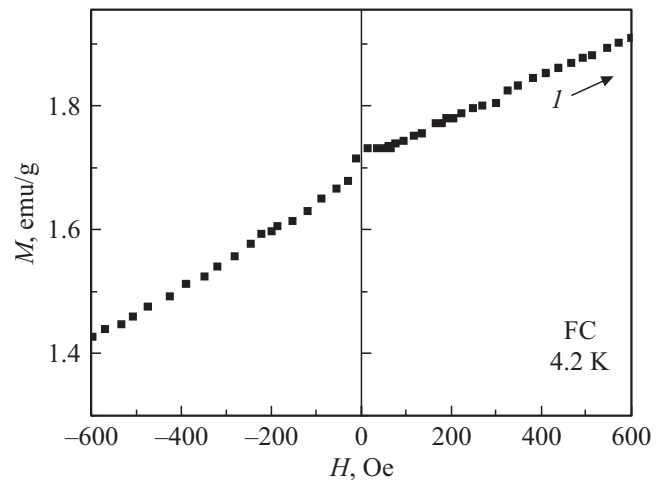


Рис. 8. Изотерма 1 намагничивания $M(H)$ в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ при 4.2 K в FC-режиме измерений в интервале магнитных полей ± 600 Oe.

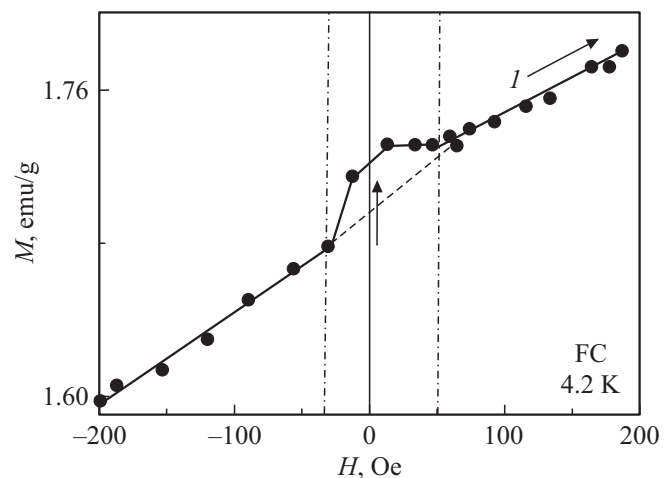


Рис. 9. Фрагмент изотермы 1 намагничивания $M(H)$ в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ при 4.2 K в FC-режиме измерений в интервале магнитных полей ± 200 Oe.

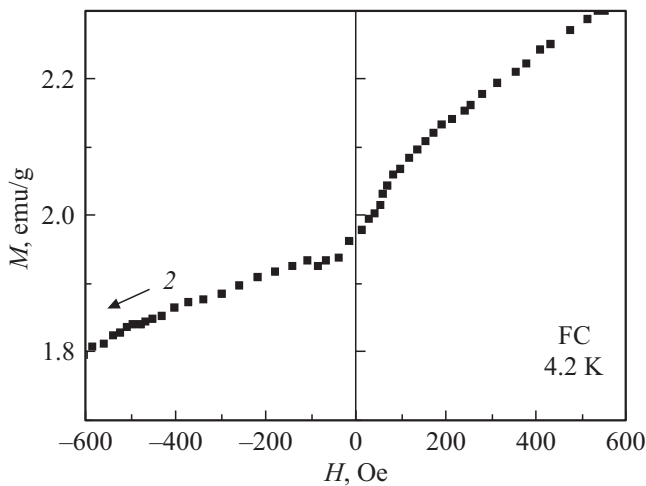


Рис. 10. Изотерма 2 размагничивания $M(H)$ в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ при 4.2 К в FC-режиме измерений в интервале магнитных полей ± 600 Ое.

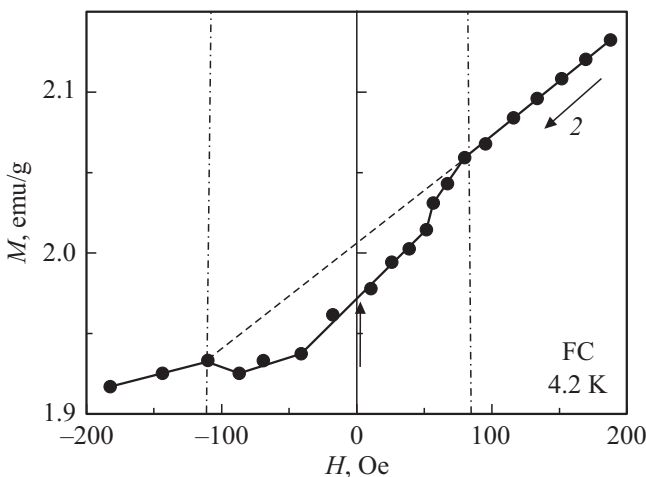


Рис. 11. Фрагмент изотермы 1 размагничивания $M(H)$ в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ при 4.2 К в FC-режиме измерений в интервале магнитных полей ± 200 Ое.

перименты по рассеиванию нейтронов показали, что $4f$ -орбитальное перекрытие приводит к необычным магнитным свойствам металла $\text{Yb}_2\text{Pt}_2\text{Pb}$, в котором ортогональные пары ионов Yb с псевдоспином $S = 1/2$ расположены в тетрагональных ab -плоскостях. Было установлено, что в нулевом магнитном поле возбуждениями магнитной системы спиновых цепочек являются низкоэнергетические спиноны, которые образуют сильно дисперсный континуум возбуждений с шириной значительно превышающей энергетическую щель при волновом векторе \mathbf{q}_L направленным вдоль цепочек. Границы двухспионного континуума возбуждений определяются экстремальными значениями энергии E и линейного момента q пары спионов, которые сохраняются одной частицей и одной дыркой со спином $S^z = \pm 1/2$ соответственно. В нулевом магнитном поле химический по-

тенциал $\mu = 0$ располагается посередине энергетической щели Δ_S спионов, разделяющей зоны частиц и дырок с сильной дисперсией. Для спионов с перпендикулярным направлением волнового вектора \mathbf{q}_{\perp} реализуется совершенно плоский континуум спионных возбуждений, что свидетельствует о полном отсутствии связи между спинонами в разных цепочках. Плоская дисперсия возбуждений между цепочками в нулевом магнитном поле наводит на мысль, что взаимодействие между цепочками при низких энергиях возбуждения заморожено, когда спионная щель $\Delta_S \neq 0$. Для спионов с волновым вектором \mathbf{q}_L было установлено, что рост магнитного поля в интервале $0 \leq H \leq 30$ кОе сопровождается существенным изменением формы спектра возбуждений спионов в $\text{Yb}_2\text{Pt}_2\text{Pb}$. Объясняется это тем, что рост магнитного поля приводит к изменению заселенности дисперсных зон спионов с $S^z = \pm 1/2$ вследствие смещения химического потенциала μ в энергетической щели Δ_S . Зеемановское взаимодействие с магнитным полем понижает потенциал системы до значения $\mu = -g\mu_B H S^z$, что может привести к захлопыванию щели в достаточно сильных полях. Получено, что величина потенциала необходимого для закрытия щели и появлению дырок при температурах $k_B T < \Delta_S$ равна $|\mu| = \Delta_S = 0.095$ meV и достигается с ростом поля до критического значения $H_{c1} = 5$ кОе. В пределе относительно слабых полей, с ростом магнитного поля от нуля до значения H_{c1} вместо линейного увеличения был обнаружен скачок намагниченности. Было показано, что захлопыванию щели при $H \geq H_{c1}$ приводит к конфайнменту пар спионов, который сопровождается появлением бесщелевой моды собственных продольных колебаний системы спиновых цепочек.

В работе [30] исследовался конфайнмент низкоэнергетических возбуждений (спионов) с дробными квантовыми числами в системе АФМ-цепочек спинов $S = 1/2$, связанных слабыми обменными взаимодействиями в гейзенберговском АФМ CaCu_2O_3 с критической температурой АФМ-упорядочения $T_N = 25$ К. Для состояний с пространственно ограниченным перемещением спионов характерно, что спионы в системе цепочек могут быть связаны вместе взаимодействием, сила которого возрастает с увеличением расстояния между ними. Одним из следствий этого является то, что такие возбуждения нельзя наблюдать индивидуально. Авторы проводят аналогию конфайнмента спионов в системе АФМ-цепочек спинов $S = 1/2$ с подобными явлениями, которые были обнаружены ранее в физике элементарных частиц, где тяжелые частицы (барионы и мезоны) создаются вследствие конфайнмента кварков. Упрощенная картина конфайнмента спионов наблюдается в цепочках со значительной изинг-подобной анизотропией обменного взаимодействия, в которых основные состояния имеют конечный порядок Нееля. В этом случае спионы играют роль доменных стенок, разделяющих два вырожденных состояния с противоположной намагниченностью. В случае цепочек с гейзенбергов-

ским обменом между спинами ситуация другая, хотя в отдельной цепочке доменные стенки всегда создаются парами, отсутствует потеря энергии при их перемещениях относительно друг друга. Поэтому, в этом случае в отдельной цепочке спионы не связываются в пары спинов с $S = 1/2$ сильным притяжением. В отличие от предела Изинга, в точке с нулевой анизотропией обменного взаимодействия между спинами существуют только два типа возбуждений цепочки — триплетные и синглетные. Возбуждения в отдельной цепочке (спионы) со спином $S = 1/2$ ограничены в перемещении даже бесконечно малой межцепочечной связью. Большинство исследованных ранее спиновых лестниц не проявляют это явление, так как сильное межцепочечное взаимодействие подавляет возбуждение спионов при всех энергиях возбуждения. В работе представлены результаты исследования рассеяния нейтронов для системы слабо связанных цепочек в спиновых лестницах в купрате CaCu_2O_3 , который имеет орторомбическую симметрию $P4mm$. Кристаллическая структура состоит из CuO -слоев, перпендикулярных направлению c ; спиновые цепочки лежат в ab -плоскостях вдоль b -направления и сдвинуты на половину элементарной ячейки вдоль a -оси. Лестницы связаны между собой несколькими слабыми взаимодействиями. Внутри ab -плоскостей ионы Cu^{2+} на соседних лестницах связаны между собой через Cu-O-Cu -связи. Как и в других планарных купратах, в CaCu_2O_3 существует четырехспиновое обменное взаимодействие J_{cyclic} , которое связывает четыре иона меди, формирующие прямоугольные площадки в ab -плоскостях. Согласно расчетам других авторов, основные постоянные обмена равны: $J_{\text{leg}} = -147 \text{ meV}$; $J_{\text{rung}} = -15 \text{ meV}$; $J_{\text{cyclic}} = 4 \text{ meV}$, где J_{leg} , J_{rung} — постоянные продольного, поперечного обмена соответственно. Область между двумя спинонами (доменными стенками) в цепочке состоит из перевернутых спинов. Если эта цепочка связана антиферромагнитно с другой цепочкой в спиновой лестнице, то эти перевернутые спины имеют потерю энергии по сравнению с их параллельной ориентацией к спинам соседней цепочки. Эта потеря энергии, пропорциональная расстоянию между спинонами, приводит к их конфайнменту. В работе было получено, что при высоких энергиях возбуждения система цепочек в лестницах имеет магнитные свойства подобные несвязанным одиночным цепочкам. Сигнал рассеяния нейтронов в этом случае соответствует рассеянию, характерному для отдельной цепочки спинов $S = 1/2$ с внутрицепочечной постоянной продольного обмена $J_{\text{leg}} = -162 \text{ meV}$. В то же время, при низких энергиях возбуждения цепочек нейтронами доминируют интегральные спиновые возбуждения характерные для сильно связанных цепочек. Таким образом, слабо связанные лестницы в CaCu_2O_3 существенно отличаются от хорошо исследованных ранее сильно связанных спиновых лестниц, которые всегда находятся в режиме сильного конфайнмента и имеют возбуждения только в виде магнонов ($S = 1$).

В работе [31] была исследована система изингподобных XXZ слабо связанных антиферромагнитных цепочек в $\text{SrCo}_2\text{V}_2\text{O}_8$ во внешнем магнитном поле с использованием метода терагерцовой спектроскопии с высоким разрешением. В области низких температур наблюдались серии возбуждений, с характерным зеемановским расщеплением во внешнем магнитном поле. Эти магнитные возбуждения были определены авторами, как возбуждения пар спионов охваченных конфайнментом. Измеренный при температуре 6.5 K чуть выше $T_N = 5 \text{ K}$ спектр поглощения при прохождении света через образец в интервале энергий $1.3\text{--}6 \text{ meV}$ содержит интенсивную линию E_1 поглощения света с частотой колебаний вблизи $\omega = 0.35 \text{ THz}$ с последующей серией линий поглощения, интенсивность которых резко падала до нуля с ростом частоты до $\omega = 1.2 \text{ THz}$. Эти линии поглощения не наблюдались, когда ac магнитное поле световой волны $h(\omega)$ было направлено параллельно направлению спинов в цепочках вдоль оси c кристаллической решетки. Это указывает на магнитную природу линий обнаруженного дискретного спектра поглощения света, вызванного возбуждением пар спионов. Измеренная зависимость этих линий от внешнего dc магнитного поля подтверждает этот вывод. В одиночной изинговской цепочке два спинона создаются переворотом спина. Спионы со спином- $1/2$ могут свободно перемещаться вдоль цепочки за счет переворотов спинов без потери энергии. Это приводит к образованию сильно вырожденного первого возбужденного состояния с энергией J равной внутри цепочечному обменному взаимодействию между ближайшими соседями. Конечная величина поперечной компоненты внутри цепочечного обменного взаимодействия снимает вырождение, что приводит к формированию континуума возбуждений двух спионов, которые распространяются вдоль цепочки независимо. В присутствии слабых межцепочечных взаимодействий, два спинона связаны между собой, так как их разделение будет разрушать межцепочечное обменное взаимодействие. Межцепочечное взаимодействие играет роль потенциала притяжения между спинонами $V(z)$, величина которого пропорциональна расстоянию z между ними. Таким образом, причиной линейного конфайнмента спионов в связанные пары является слабое межцепочечное взаимодействие. Это приводит к квантованию континуума возбуждений системы цепочек в $\text{SrCo}_2\text{V}_2\text{O}_8$ на дискретные уровни E_i связанных пар спионов, вызванному потенциалом $V(z)$.

В работе [32] методом неупругого рассеяния нейтронов была исследована динамика возбуждения пар спионов в изингподобном антиферромагнетике $\text{BaCo}_2\text{V}_2\text{O}_8$ при температурах ниже $T_N \approx 5.5 \text{ K}$. Авторы отмечают, что исследование одномерного антиферромагнетика имеет особый интерес, так как квантовые флуктуации в одномерной системе спинов растапливают классический дальнедействующий неелевский порядок. При этом основное состояние становится разупорядоченным. Спектр возбуждений этого неупорядоченного

основного состояния 1D-системы состоит из континуума многочисленных пар возбуждений со спином $S = 1/2$ (спионов), подобных доменным стенкам в изинговом магнетике. Однако одномерная система спинов может стать АФМ упорядоченной при очень низкой температуре при наличии даже малой связи между цепочками. Три возможных спиновых состояний $S = \pm 1, 0$ для спионных пар при этом трансформируются в две поперечные моды колебаний и третье коллективное возбуждение, которое соответствует флуктуациям параллельным направлению упорядоченного момента, т.е. продольному типу колебаний. В работе при температуре измерения $T = 1.6$ К ниже T_N обнаружен необычный спектр спиновых возбуждений, объясненный в терминах конфайнмента спионов, вызванного межцепочечным взаимодействием. Эти возбуждения состоят из двух типов чередующихся серий с поперечной и продольной поляризацией соответственно. Подобные серии возбуждений изинговых спиновых цепочек наблюдались ранее в $CsCoCl_3$, $CsCoBr_3$ и $CoNb_2O_6$. Продольные колебания в цепочках соответствуют продольным флуктуациям упорядоченного момента. Анализ полученных экспериментальных результатов показал, что $BaCo_2V_2O_8$ с умеренной изинговой анизотропией и значительными межцепочечными взаимодействиями хорошо удовлетворяет условиям необходимым для наблюдения долгоживущих продольных колебаний 1D-системы спинов. Суммируя полученные результаты анализа, авторы делают вывод, что возбуждения в $BaCo_2V_2O_8$ при температурах ниже T_N квантованы благодаря слабому межцепочечному взаимодействию и состоят из двух чередующихся серий поперечных и удивительно сильной продольной зеемановской лестниц. Предполагается, что стабилизация продольных мод становится возможной благодаря умеренной изинговой анизотропии препятствующей их разложению на дискретные щелевые поперечные моды.

В работе [33] методами упругого и неупругого рассеяния нейтронов при температуре $T = 3.5$ К были исследованы магнитные возбуждения в $BaCo_2V_2O_8$ в зависимости от напряженности поперечного dc магнитного поля H в интервале $0-10$ Т, расположенного перпендикулярно к направлению системы АФМ-цепочек с изингподобным обменом вдоль с оси кристаллической решетки. Проведенные ранее исследования влияния продольного магнитного поля на магнитные свойства $S = 1/2$ 1D антиферромагнетика с изингподобной анизотропией показали, что с ростом H можно ожидать квантовый фазовый переход от упорядоченного состояния с дальнедействующим АФМ-порядком к неупорядоченной фазе типа спиновой жидкости. Это происходит благодаря развитию продольной спиновой корреляции несоразмерной с кристаллической решеткой с ростом напряженности магнитного поля. Конечная величина межцепочечных обменных взаимодействий приводит к появлению и росту фазы с дальнедействующей продольной волной спиновой плотности и изменениям ее

несоразмерности с решеткой. Проводились также исследования влияния поперечных магнитных полей на фазовые превращения в подобных системах спиновых цепочек. Было показано, что поперечное внешнее магнитное поле также оказывает влияние на магнитный порядок в $BaCo_2V_2O_8$, например, подавляет его при значениях $H \sim 1$ Т. Для нас представляют интерес результаты проведенного в [33] исследования влияния поперечных полей на спектр спионов. Было установлено, что пиковые особенности серий спионных возбуждений постепенно расщепляются с ростом внешнего магнитного поля. Было четко показано, что поведение спектра магнитных возбуждений в $BaCo_2V_2O_8$ в магнитном поле хорошо описывается на основе теории XXZ антиферромагнитной цепочки спинов с $S = 1/2$. Эта модель предсказывает, что динамический магнитный структурный фактор компоненты спина вдоль направления цепочки усиливается с ростом H и появляются четко выраженные несоразмерные корреляции спинов. В работе [34] методом рассеяния нейтронов была обнаружена радикальная модификация квантовых возбуждений в $BaCo_2V_2O_8$ в поперечном магнитном поле при значениях H превышающих критическую величину магнитного поля. Было показано, что этот результат вызван квантовым фазовым переходом между двумя различными видами солитонподобных топологических возбуждений. В более поздней работе [35] исследовался процесс конфайнмента спионов в квазиодномерном анизотропном гейзенберговском антиферромагнетике $SrCo_2V_2O_8$ методом неупругого рассеяния нейтронов в широком интервале температур выше и ниже критической температуры $T_N = 5.2$ К фазового перехода в АФМ-состояние. Наблюдаемый при температуре $T = 6$ К континуум спионов в виде интенсивной пиковой особенности, размазанной в широком интервале энергий возбуждения спионов, находится в хорошем соответствии с теоретическим предсказанием для поперечного динамического структурного фактора для гейзенберговской XXZ-цепочки при нулевой температуре. При температурах ниже T_N пары спионов ограничены в перемещении и наблюдаются две серии мезонподобных связанных состояний с продольной и поперечной поляризацией, соответствующие распространению возбуждения XXZ-цепочки нейтронами в продольном и поперечном направлении. Было найдено, что с понижением температуры до $T = 1.5$ К происходит трансформация широкой пиковой особенности в две серии узких резких пиков, ширина и интенсивность которых сильно зависят от условий возбуждения. Результаты нашего исследования $La_{0.15}Sm_{0.85}MnO_{3+\delta}$ в FC-режиме измерений при температуре 4.2 К хорошо согласуются с общей картиной формирования бесщелевых бозонов в виде фрагментов 1D-волн зарядовой/спиновой плотности, в рамках существующих моделей конфайнмента пар спионов.

4. Заключение

Согласно расширенным моделям Гейзенберга–Китаева в квазидвумерных АФМ с трехспиновым обменным взаимодействием, майорановские фермионы могут появляться в спектре низкоэнергетических возбуждений КСЖ в виде квантованного газа пар дробных возбуждений с $S = 1/2$ даже в очень слабых внешних магнитных полях. Можно изменять плотность управляемых внешним магнитным полем майорановских фермионов без создания электронов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне. Для этого достаточно лишь медленного изменения направления (поворота) магнитного потока калибровочного поля, вызванного внешним магнитным полем.

Согласно полученным в настоящей работе результатам, процесс перемагничивания квантовой спиновой жидкости в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ вызывает управляемый внешним магнитным полем переворот спинов, что приводит к появлению пар магнитных потоков в соседних площадках и динамической перестройке майорановских фермионов в магнитном калибровочном поле. Результаты измерения полевых зависимостей намагниченности $M(H)$ квантовой спиновой жидкости в фрустрированных манганитах $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ в ZFC-режиме измерения при 4.2 К хорошо согласуются с хорошо известной асимметричной бугор-подобной формой магнитного отклика КСЖ в фрустрированных квазидвумерных АФМ вблизи фазового перехода второго рода в киральное состояние с топологическим порядком, индуцированного ростом внешнего магнитного поля. Переход сопровождается пороговым ростом концентрации возбуждений в виде майорановских фермионов и локальных магнитных потоков. Переход происходит в слабых критических магнитных полях H_c близких к нулю и сопровождается последующей непрерывной поляризацией спиновой системы с ростом напряженности внешнего магнитного поля в интервале ± 500 Ое. Однако критические поля, форма и интенсивности дополнительных вкладов низкоэнергетического возбуждения квазичастиц в суммарную намагниченность образца на двух изотермах $M(H)$ существенно различаются, т.е. существует сильный полевой гистерезис в процессах намагничивания-размагничивания образца. Следует также отметить необычную асимметрию кривых „сверхнамагниченности“ $M(H)$ для левой ($H < 0$) и правой ($H > 0$) половин полевых зависимостей намагниченности КСЖ в изотермах 1 и 2, что свидетельствует о нарушении зеркальной симметрии намагничивания образца при инверсии знака внешнего магнитного поля на противоположный. Таким образом, при перемагничивании образца при 4.2 К в ZFC-режиме измерений вблизи нулевого поля формируются широкие асимметричные бугорподобные особенности изотерм перемагничивания с малой (нулевой) энергией возбуждения, ширина и форма которых существенно зависят от направления роста магнитного поля, что характерно для низкоэнергетического возбуждения 2D-континуума май-

орановских фермионов и локальных потоков Z_2 калибровочного поля при фазовом переходе киральной КСЖ в состояние с топологическим порядком. В то же время, при перемагничивании образца в FC-режиме вблизи нулевого магнитного поля формируются узкие платообразные особенности намагниченности, характерные для возбуждения (разрушения) 1D-фрагментов бесщелевых волн зарядовой/спиновой плотности. Эти необычные особенности „сверхнамагниченности“, возникающие при инверсии направления вектора \mathbf{H} , накладываются на плавное падение намагниченности к нулю с ростом напряженности поля вблизи магнитных полей ± 500 Ое. Появление таких особенностей намагниченности можно объяснить конфайнментом (деконфайнментом) пар спинов в $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ в виде возбуждения (разрушения) нанофрагментов бесщелевых 1D-волн зарядовой/спиновой плотности, хорошо известных в литературе для систем проводящих спиновых цепочек в низкоразмерных антиферромагнетиках. Эти бесщелевые 1D коллективные возбуждения сосуществуют при 4.2 К с широким 2D-континуумом низкоэнергетических возбуждений майорановских фермионов при фазовом переходе КСЖ в киральное состояние с топологическим порядком в интервале полей ± 500 Ое. Таким образом, результаты нашего исследования $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ в FC-режиме измерений при температуре 4.2 К хорошо согласуются с картиной формирования бесщелевых бозонов в виде фрагментов 1D-волн зарядовой/спиновой плотности, в рамках существующих моделей конфайнмента пар спинов в системе проводящих АФМ спиновых цепочек, связанных слабым обменным взаимодействием.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] X.G. Wen. Phys. Rev. B **40**, 7387 (1989).
- [2] Z. Hiroi. J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 3377, (2001).
- [3] A. Fukaya, Y. Fudamoto, I.M. Gat, T. Ito, M.I. Larkin, A.T. Savici, Y.J. Uemura, P.P. Kyriakou, G.M. Luke, M.T. Rovers, K.M. Kojima, A. Keren, M. Hanawa, Z. Hiroi. Phys. Rev. Lett. **91**, 207603 (2003).
- [4] J. Sirker, Zheng Weihong, O.P. Sushkov, J. Oitmaa. Phys. Rev. B **73**, 184420 (2006).
- [5] X.G. Wen. Phys. Rev. B **65**, 165113 (2002).
- [6] X.-G. Wen. Lectures given in the Cargese summer school of strongly correlated electron systems (1990).
- [7] V. Kalmeyer, R.B. Laughlin. Phys. Rev. Lett. **59**, 2095 (1987).
- [8] X.G. Wen, F. Wilczek, A. Zee. Phys. Rev. B **39**, 11413 (1989).
- [9] R.B. Laughlin, Z. Zou. Phys. Rev. B **41**, 664 (1990).
- [10] E. Mele. Phys. Rev. B **38**, 8940 (1988).
- [11] S. Bieri, C. Lhuillier, L. Messio. Phys. Rev. B **93**, 094437-1 (2016).
- [12] O.I. Motrunich. Phys. Rev. B **73**, 155115 (2006).
- [13] A. Kitaev. Ann. Phys. (N. Y.) **321**, 2 (2006).
- [14] H. Yao, S.A. Kivelson. Phys. Rev. Lett. **99**, 247203 (2007).

- [15] H.C. Jiang, Z.C. Gu, X.L. Qi, S. Trebst. Phys. Rev. B **83**, 245104 (2011).
- [16] S. Trebst, P. Werner, M. Troyer, K. Shtengel, C. Nayak. Phys. Rev. Lett. **98**, 070602 (2007).
- [17] J. Vidal, S. Dusuel, K.P. Schmidt. Phys. Rev. B **79**, 033109 (2009).
- [18] I.S. Tupitsyn, A. Kitaev, N.V. Prokof'ev, P.C.E. Stamp. Phys. Rev. B **82**, 085114 (2010).
- [19] S. Dusuel, M. Kamfor, R. Orus, K.P. Schmidt, J. Vidal. Phys. Rev. Lett. **106**, 107203 (2011).
- [20] E. Fradkin, S.H. Shenker. Phys. Rev. D **19**, 3682 (1979).
- [21] J. Knolle, D.L. Kovrizhin, J.T. Chalker, R. Moessner. PRL **112**, 207203 (2014).
- [22] K.S. Tikhonov, M.V. Feigelman. Phys. Rev. Lett. **105**, 067207 (2010).
- [23] J. Knolle, D.L. Kovrizhin, J.T. Chalker, R. Moessner. Phys. Rev. B **92**, 115127 (2015).
- [24] V. Lahtinen. New J. Phys. **13**, 075009 (2011).
- [25] G. Baskaran, S. Mandal, R. Shankar. Phys. Rev. Lett. **98**, 247201 (2007).
- [26] J. Knolle, R. Moessner. arXiv:1804.02037v1 [cond-mat.str-el] 5 Apr 2018].
- [27] T. Senthil, A. Vishwanath, L. Balents, S. Sachdev, Matthew P.A. Fisher. Science **303**, 1490 (2004).
- [28] Anders W. Sandvik. Phys. Rev. Lett. **98**, 227202 (2007).
- [29] W.J. Gannon, I.A. Zaliznyak, L.S. Wu, A.E. Feiguin, A.M. Tsvelik, F. Demmel, Y. Qiu, J.R.D. Copley, M.S. Kim, M.C. Aronson. Nature Commun. |(2019). 10:1123| <https://doi.org/10.1038/s41467-019-08715-y>
- [30] Bella Lake, Alexei M. Tsvelik, Susanne Notbohm, D. Alan Tennant, Toby G. Perring, Manfred Reehuis, Chinnathambi Sekar, Gernot Krabbes, Bernd Büchner. Nature Phys. **6**, 50 (2010).
- [31] Zhe Wang, M. Schmidt, A.K. Bera, A.T.M.N. Islam, B. Lake, A. Loidl, J. Deisenhofer. Phys. Rev. B **91**, 140404 (R) (2015).
- [32] B. Grenier, S. Petit, V. Simonet, E. Canevet, L.-P. Regnault, S. Raymond, B. Canals, C. Berthier, P. Lejay. Rev. Lett. **114**, 017201 (2015).
- [33] M. Matsuda, H. Onishi, A. Okutani, J. Ma, H. Agrawal, T. Hong, D.M. Pajerowski, J.R.D. Copley, K. Okunishi, M. Mori, S. Kimura, M. Hagiwara. Phys. Rev. B **96**, 024439 (2017).
- [34] Quentin Faure, Shintaro Takayoshi, Sylvain Petit, Virginie Simonet, Stéphane Raymond, Louis-Pierre Regnault, Martin Boehm, Jonathan S. White, Martin Månsson, Christian Rüegg, Pascal Lejay, Benjamin Canals, Thomas Lorenz, Shunsuke C. Furuya, Thierry Giamarchi, Béatrice Grenier. Nature Physics **14**, 716 (2018).
- [35] A.K. Bera, B. Lake, F.H.L. Essler, L. Vanderstraeten, C. Hubig, U. Schollwöck, A.T.M.N. Islam, A. Schneidewind, D.L. Quintero-Castro. Phys. Rev. B **96**, 054423 (2017).

Редактор Т.Н. Василевская