

PACSnumbers: 71.10.Pm, 71.70.Dj, 73.43.-f, 74.20.Mn, 75.30.Kz, 75.47.Gk, 75.47.Lx, 75.60.Ej

Низкоэнергетические магнитные возбуждения спиновой и сверхпроводящей квантовых жидкостей в $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, индуцированные ростом температуры

Ф. Н. Буханько, А. Ф. Буханько

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
просп. Науки, 46,
03028 Киев, Украина

В данной работе исследованы особенности температурных зависимостей намагниченности самодопированных манганитов $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренных в полях $H = 100$ Э, 1 кЭ и 3,5 кЭ в FC-режиме измерений в интервале температур $4,2 \leq T \leq 100$ К. Предполагается, что асимметричный двугорбый пик намагниченности вблизи $T_{\text{spinon}} \cong 8$ К, найденный при $H = 100$ Э, соответствует непрерывному спектру низкоэнергетических тепловых возбуждений щелевой Z_2 -квантовой спиновой жидкости в виде $2D$ -газа спинов с $S = 1/2$, индуцированных ростом температуры в интервале 6–10 К. С ростом напряжённости магнитного поля до $H = 1$ кЭ спектр тепловых возбуждений преобразуется в симметричный пик намагниченности, размазанный в более широком интервале температур 4,2–12 К с вершиной вблизи температуры T_{spinon} . При дальнейшем росте магнитного поля до $H = 3,5$ кЭ непрерывный расширенный спектр возбуждений $2D$ -газа спинов трансформируется в дискретный спектр низкоэнергетических возбуждений щелевой Z_2 -квантовой спиновой жидкости в форме ступенчатых квантовых осцилляций температурной зависимости намагниченности, подобных квантовым осцилляциям поперечного холловского сопротивления $\rho_{xy}(H)$ в перпендикулярном dc-магнитном поле. Предполагается, что, когда магнитный поток Φ , генерированный калибровочным полем b в Z_2 -квантовой спиновой жидкости, становится соразмерным с плотностью спинов, новый тип несжимаемого $2D$ -квантованного газа спинов появляется в образце. В этом состоянии спины двигаются в калибровочном магнитном поле по круговым орбитам и полностью заполняют целое число уровней Ландау.

В даній роботі було досліджено особливості температурних залежностей намагнетованості самодопованих манганітів $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, виміряних у полях $H = 100$ Е, 1 кЕ і 3,5 кЕ в FC-режимі мірянь в інтервалі температур $4,2 \leq T \leq 100$ К. Передбачається, що асиметричний двогорбий пік намагнетованості поблизу $T_{\text{spinon}} \cong 8$ К, знайденої при $H = 100$ Е, відповідає неперер-

рвному спектру низькоенергетичних теплових збуджень щільної Z_2 -квантової спінової рідини у вигляді $2D$ -газу спінонів з $S = 1/2$, індукованих зростанням температури в інтервалі 6–10 К. З ростом напруженості магнетного поля до $H = 1$ кЕ спектр теплових збуджень перетворюється в симетричний пік намагнетованості, розмазаний у більш широкому інтервалі температур 4,2–12 К з вершиною поблизу температури T_{spinon} . При подальшому зростанні магнетного поля до $H = 3,5$ кЕ неперервний розширений спектр збуджень $2D$ -газу спінонів трансформується в дискретний спектр низькоенергетичних збуджень щільної Z_2 -квантової спінової рідини в формі східчастих квантових осциляцій температурної залежності намагнетованості, подібних квантовим осциляціям поперечного Голлового опору $\rho_{xy}(H)$ у перпендикулярному dc-магнетному полі. Передбачається, що коли магнетний потік Φ , генерований калібрувальним полем b в квантовій спіновій рідині стає сумірним з густиною спінонів, новий тип $2D$ -квантованого газу спінонів, що не стискається, з'являється у зразку. В цьому стані спінони рухаються в калібрувальному магнетному полі по кругових орбітах і повністю заповнюють ціле число рівнів Ландау.

In a given work, features of temperature dependences of magnetization of self-doped $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ manganites in the range of temperatures $4.2 \leq T \leq 100$ K, obtained in dc-measuring fields, $H = 100$ Oe, 1 kOe and 3.5 kOe, in an FC-mode of measurements, are investigated. As supposed, the asymmetric double-humped peak feature of magnetization close to $T_{\text{spinon}} \cong 8$ K founded at $H = 100$ Oe corresponds to a continuous spectrum of low-energy thermal excitations of a gapped Z_2 quantum spin liquid in the form of a $2D$ spinon gas with $S = 1/2$ induced by increase of temperature in the range 6–10 K. With growth of intensity of a magnetic field to value $H = 1$ kOe, a continuous spectrum of thermal excitations close to 8 K is transformed to the symmetric peak of magnetization smeared in a wider interval of temperatures 4.2–12 K with a top near to temperature T_{spinon} . At the further growth of a magnetic field to $H = 3.5$ kOe, a continuous extended spectrum of spinon excitations is transformed to a discrete spectrum of the low-energy thermal excitations of a gapped Z_2 quantum spin liquid in the form of step-by-step quantum oscillations of temperature dependence of magnetization similar to quantum oscillations of transversal Hall resistance $\rho_{xy}(H)$ of the quasi-two-dimensional electron gas within the perpendicular dc-magnetic field. As supposed, when the magnetic flux Φ generated by a gauging field b in a Z_2 quantum spin liquid becomes commensurate to spinon density, a new type of $2D$ quantized spinon gas is appeared in the sample. In this state, the spinons are moving in a gauging magnetic field over the circular orbits and completely fill an integer number of Landau levels.

Ключевые слова: квантовая спиновая жидкость, $2D$ -газ спионов, квантовые осцилляции намагнетичности.

Ключові слова: квантова спінова рідина, $2D$ -газ спінонів, квантові осциляції намагнетованості.

Key words: quantum spin liquid, $2D$ spinon gas, quantum oscillations of magnetization.

(Получено 17 апреля 2018 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Существует ряд теоретических моделей, использованных разными авторами при изучении необычных свойств щелевой квантовой спиновой жидкости (КСЖ) в фрустрированных квазидвумерных антиферромагнетиках с гейзенберговским обменным взаимодействием.

Впервые Андерсон использовал модель резонирующих валентных связей (RVB) [1, 2] для описания системы спинов в моттовском диэлектрике [3]. Это состояние является линейной суперпозицией очень большого числа возможных синглетных спариваний между электронами. В работе [4] было показано, что образование RVB-состояния проявляется в виде разделения между зарядом и спином электронов. Элементарными возбуждениями RVB-состояния являются новые квазичастицы — спиноны, которые несут спин $S = 1/2$, но не переносят никакого заряда, то есть являются фермионами.

Кивельсон описал физику образования RVB-состояния в рамках модели «квантовых димеров», согласно которой основным состоянием системы спинов является суперпозиция пар-димеров, возникающих вследствие синглетного спаривания спинов ближайших соседей [5]. Устойчивая RVB-фаза была впервые исследована в работах Вэна [6], Рида и Сачдева [7, 8] в рамках теории Z_2 -калибровочного поля [8–11]. Примеры существования Z_2 -RVB-фазы в системах спинов, расположенных в узлах кристаллической решётки с различной геометрией были рассмотрены в работах [12–14]. В последнее время большой интерес вызывает модель Китаева Z_2 -спиновой жидкости [15, 16], основанная на предположении о существовании возбуждений спиновой жидкости в виде экзотических композитных квазичастиц-энионов, состоящих из зарядов и вихрей.

В рамках модели среднего поля возможно существование фазы Z_2 щелевой квантовой спиновой жидкости с топологическим параметром порядка $\chi_{i,j}$, который генерирует поток [17–21]. Фермионы, описываемые гамильтонианом H_{mean} , ведут себя так, как если бы они двигались в магнитном поле. Когда поток строго соразмерен с плотностью фермионов (что соответствует одному фермиону на узел), целое число уровней (полос) Ландау будет полностью заполнено. В этом случае газ фермионов становится несжимаемым, так как возникает конечная щель между уровнями Ландау (LL). При этом флуктуации плотности фермионов отсутствуют. Возникновение этого квантованного состояния фермионов в щелевой КСЖ сопровождается спонтанным нарушением симметрии инверсии вре-

мени и чётности. Соответствующие состояния системы спинов названы киральными спиновыми состояниями. Управляемые калибровочным полем фермионы в рамках теории киральной спиновой жидкости существуют в спектре возбуждений КСЖ в виде квантованного газа спинов с $S = 1/2$ даже при наличии сильных флуктуаций калибровочного поля. Предполагается, что квантование газа спинов с $S = 1/2$ калибровочным магнитным полем подобно квантованию $2D$ -электронного газа в сильном магнитном поле, хорошо известному в литературе как квантовый эффект Холла (QHE).

Экспериментальное открытие квантования холловской проводимости $2D$ -электронного газа в сильном магнитном поле при исследовании двумерных электронных слоёв в гетероструктурах $\text{GaAs-Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ при низких температурах [22, 23] вызвало большой интерес теоретиков к этой проблеме [24]. Было показано, что холловская проводимость двумерного газа невзаимодействующих электронов в однородном магнитном поле перпендикулярном плоскости образцов является кратным числом e^2/h , если E_F лежит в щели между LL даже при наличии хвостов плотности состояний соседних LL на E_F . Согласно [25], квантование холловского сопротивления $\rho_{xy} = h/\nu e^2$ при рациональных значениях фактора заполнения ν и драматическое падение сопротивления ρ_{xx} при этом можно просто объяснить, если предположить, что $2D$ -газ электронов в сильном перпендикулярном магнитном поле не имеет бесцелевых возбуждений (не имеет диссипации энергии) в том случае, когда фактор заполнения LL становится равным одному из квантовых значений ν . В простейшем случае ранних экспериментов [22], фактор заполнения LL принимал несколько целочисленных значений (целочисленный QHE), тогда как согласно результатам [23] фактор заполнения принимал серию дробных квантовых значений $\nu = 2/7, 1/3, \dots, 5/3$ с нечётными знаменателями, что соответствует дробному квантовому эффекту Холла (FQHE). Согласно модели Лафлина [26], в случае FQHE с $\nu = 1/m$ (где m — нечётное целое число) возможно образование основного состояния квантованного газа $2D$ -электронов типа несжимаемой квантовой жидкости, состоящей из квазичастиц в виде вихрей. Вихрь не может быть локализованным в области меньшей, чем область занимаемая квазичастицами. Квазидвумерные вихри действуют как квантованные источники «магнитного потока» $\phi = 2\pi$ на одну квазичастицу. Это означает, что, если элементарный вихрь, несущий «заряд» ± 1 , движется по замкнутой кривой, его волновая функция имеет суммарную фазу, соответствующую среднему числу частиц, охваченных траекторией его движения. Эта суммарная фаза характеризует величину «вихрения» квантовой жидкости в пределах контура, охваченно-

го траекторией вихря [27]. Волновые функции $2D$ -вихрей в квантовой жидкости в моделях [26, 27] подобны состояниям газа $2D$ -электронов в сильном магнитном поле.

В работе [28] были приведены несколько моделей, в которых были использованы представления о композитных квазичастицах с дробной статистикой для описания FQHE в квантовых жидкостях. Согласно [28], волновые функции вихрей в квантовых жидкостях эквивалентны нижайшим состояниям LL заряженных частиц в магнитном поле. Таким образом, FQHE в квантовой несжимаемой жидкости можно смоделировать, используя композитные квазичастицы с «дробной статистикой» в виде несущих магнитный поток заряженных бозонов, занимающих нижайший уровень Ландау. Число состояний на LL для бозонных частиц, несущих заряд q_α , равно $d_\alpha = q_\alpha \Phi / 2\pi$, где Φ — полный поток через систему. Для объяснения FQHE в квантовых жидкостях была использована также хорошо известная модель энионов. Концепция «энионов» или композитных квазичастиц с «дробной статистикой» в $2D$ -системах [29] является предметом интенсивного изучения теоретиков последние сорок лет и нашла применение в модели Гальперина дробного квантового эффекта Холла [30] и модели Лафлина «энионной сверхпроводимости» [31]. Различные модели FQHE с использованием энионов базируются на представлении о заряженной трубке спонтанного вихревого магнитного потока Φ , проходящего через элементарную плоскую площадку. Энионы с произвольным статистическим параметром θ_α моделируются в виде заряженной трубки потока с величиной $q_\alpha \phi_\alpha = \theta_\alpha$, где ϕ_α — поток через элементарную площадку, q_α — величина заряда, вращающегося вокруг ядра потока.

Ранее нами было обнаружено, что в системах самодопированных манганитов $\text{La}_{1-y}\text{R}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($R = \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}$; $\delta \cong 0,1$) изовалентное замещение ионов лантана редкоземельными ионами с меньшим радиусом приводит к формированию квазидвумерных синусоидально модулированных АФМ-структур A -, E - и CE -типа с малой (нулевой) магнитной анизотропией в ab -плоскостях вблизи критического значения $\langle r_A \rangle \approx 1,17 \text{ \AA}$. Фрустрация квазидвумерных антиферромагнитных структур спинов Mn при значениях среднего ионного радиуса ионов замещения порядка $\langle r_A \rangle \cong 1,13 \text{ \AA}$ приводит к сосуществованию КСЖ со щелью в спектре магнитных возбуждений, электрон-дырочной жидкости в виде металлических капель и локальной СП в виде $2D$ -сетки сверхпроводящих петель с джозефсоновскими контактами при температурах ниже 60 K [32]. Данная работа посвящена исследованию низкоэнергетических магнитных возбуждений целевой КСЖ в $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ при температурах ниже критической температуры $T_{CE} \cong 20 \text{ K}$ зигзагообразного упорядочения спинов марганца.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Образцы самодопированных манганитов $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ были получены из высокочистых окислов лантана, самария и электролитического марганца, взятых в стехиометрическом соотношении. Синтезированный порошок прессовали под давлением 10 кбар в диски диаметром 6 мм, толщиной 1,2 мм и спекали на воздухе при температуре 1170°C в течение 20 ч с последующим снижением температуры со скоростью 70°C/ч. 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 решётки определялись по положению и характеру расщепления рефлексов псевдокубической решётки типа перовскита. Измерения температурных зависимостей намагниченности образцов производились на вибрационном магнитометре VSM EGG, Princeton Applied Research в интервале температур 4,2–250 К и промышленном магнитометре в постоянных магнитных полях 100 Э, 1 кЭ и 3,5 кЭ. В данной работе температурные зависимости намагниченности были получены в ФС-режиме измерений, при котором образцы предварительно охлаждались в измерительном поле до 4,2 К с последующим их нагревом до 100 К. В этом режиме наиболее чётко проявились признаки сосуществования при температурах ниже $T_{CE} \cong 20$ К фрустрированной антиферромагнитной фазы CE -типа, спиновой и сверхпроводящей квантовых жидкостей.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 1 представлены температурные зависимости намагниченности $M(T)$ образцов самодопированных манганитов $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, полученные в измерительных магнитных полях 100 Э, 1 кЭ и 3,5 кЭ в ФС-режиме измерений. Были использованы следующие обозначения: CE — фрустрированная антиферромагнитная фаза CE -типа с критической температурой $T_{CE} \cong 20$ К зигзагообразного упорядочения спинов ионов марганца $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$ в ab -плоскостях, РМ — парамагнитная фаза. При температурах $T < T_{CE}$ наблюдаются особенности намагниченности вблизи температур $T_{\text{spinon}} \cong 8$ К и $T_{KT} \cong 12$ К, форма и величина которых сильно зависят от напряжённости внешнего магнитного поля. В ФС-режиме измерений КСЖ находится в поляризованном состоянии, что позволяет фиксировать слабые изменения dc-намагниченности образцов, индуцированные тепловыми возбуждениями немагнитного (синглетного) основного состояния квантовой спиновой жидкости в $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ в области очень низких температур. Мы считаем, что при температурах $T < T_{CE} \cong 20$ К

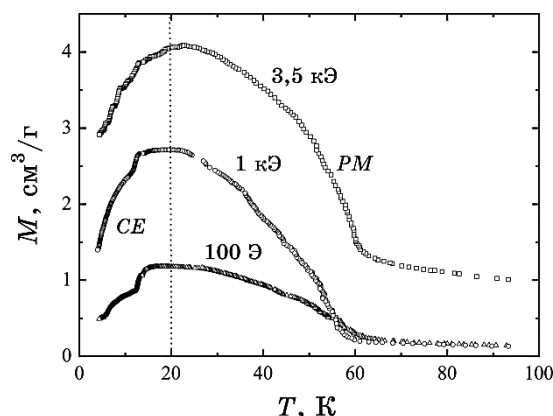


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренные в магнитных полях 100 Э, 1 кЭ и 3,5 кЭ в интервале температур 4,2–100 К.¹

намагниченность содержит три вклада: доминирующий вклад фрустрированной антиферромагнитной фазы CE -типа и дополнительные вклады намагниченности смешанного состояния спиновой и сверхпроводящих квантовых жидкостей в виде особенностей намагниченности вблизи температур $T_{\text{spinon}} \cong 8$ К и $T_{KT} \cong 12$ К, где T_{spinon} — средняя температура теплового возбуждения спинов, T_{KT} — температура топологического фазового перехода Костерлица–Таулесса диссоциации $2D$ -вихревых пар сверхпроводящей квантовой жидкости.

Из рисунка 1 легко видеть, что форма и интенсивность особенностей дополнительной намагниченности при температурах ниже T_{CE} резко изменяются с ростом внешнего магнитного поля вблизи значения $H \approx 1$ кЭ, соответствующего, согласно [32], разрушению когерентного состояния локальной сверхпроводимости в образцах $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, вызванного ростом магнитного поля. При значениях напряжённости внешнего магнитного поля $H = 3,5$ кЭ были обнаружены квантовые осцилляции температурной зависимости намагниченности $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ вблизи температуры $T_{\text{spinon}} \cong 8$ К.

Согласно рисункам 2–4, в слабых dc -магнитных полях $H < 1$ кЭ в исследованных образцах реализуется хорошо известное в литературе основное состояние КСЖ с энергетической щелью Δ между основным и возбуждёнными состояниями. В рамках широко используемых моделей RVB-состояния низкоразмерных фрустрированных антиферромагнетиков [1–16] для целевой фазы спиновой жидкости, состоящей из синглетных пар спинов ближайших соседей, характерно наличие низкоэнергетических магнитных возбуждений основного немагнитного состояния системы спинов в виде пар нейтральных квазичастиц со спином $S = 1/2$ (спинов) с различными волновыми

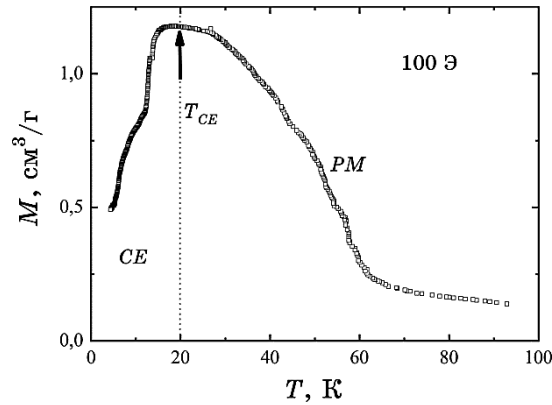


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренная в слабом поле 100 Э в интервале температур 4,2–100 К.²

векторами. На рисунках 3, 4 представлена асимметричная двугорбая пиковая особенность намагниченности вблизи $T_{\text{spinon}} \cong 8$ К, которая, по-нашему мнению, соответствует непрерывному спектру низкоэнергетических магнитных возбуждений щелевой КСЖ в виде спинонных пар с $S = 1/2$ с двумя различными значениями волнового вектора \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 . При температурах $T \geq T_c = T_{KT} \cong 12$ К наблюдается сильный скачок кривой намагниченности $M(T)$, вызванный топологическим фазовым переходом Костерлица–Таулесса развязывания 2D-пар вихрь–антивихрь в СП-квантовой жидкости. Появление двух слабо разрешённых широких пиков сверхнамагниченности в магнитном измерительном поле $H \approx 100$ Э при температурах выше 5 К (рис. 3, 4) мы объясняем тепловым возбуждением пар спинонов со спином $S = 1/2$, не связанных взаимодействием. Это позволило нам оценить низкоэнергетическую щель $\Delta \approx 0,4$ мэВ, существующую в 2D-системе спинов между немагнитным синглетными состояниями димеров и возбуждённым магнитным состоянием КСЖ в виде спинонов. Возбуждение спинонов с $S = 1/2$ в магнитном поле $H \approx 100$ Э происходит в интервале температур 6–10 К в виде дублета из двух широких перекрывающихся пиков сверхнамагниченности образцов вблизи средней температуры возбуждения $T_{\text{spinon}} \cong 8$ К, что соответствует средней энергии теплового возбуждения спинонов $E_{\text{spinon}} \cong 0,6$ мэВ.

Как видно из рисунка 3, дублетное возбуждение спинонных пар с $S = 1/2$ происходит в интервале температур, который перекрывается с температурами развязывания пар 2D-вихрей сверхпроводящей жидкости, что свидетельствует о практическом совпадении энергий их возбуждения. Из рисунков 2, 3 также видно, что развязывание пар вихрь–антивихрь в сверхпроводящей жидкости при температурах выше $T_{KT} \cong 12$ К сопровождается гигантским скачком сверх-

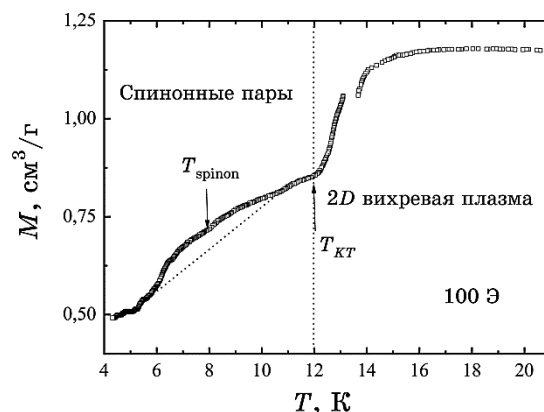


Рис. 3. Особенности температурной зависимости намагниченности смешанного состояния спиновой и сверхпроводящей квантовых жидкостей в $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренной в слабом поле 100 Э в интервале температур 4,2–20 К.³

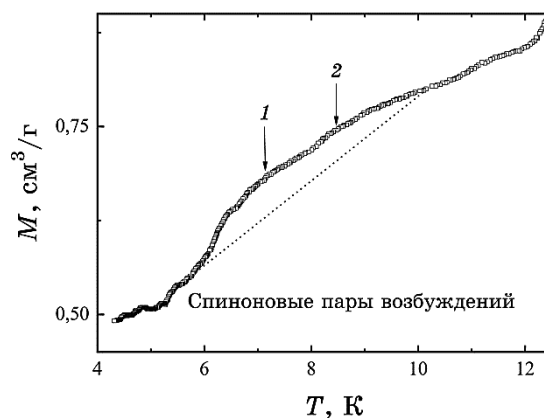


Рис. 4. Суперпозиция двух широких перекрывающихся пиков температурной зависимости намагниченности $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренной в слабом поле 100 Э в интервале температур 4,2–12 К.⁴

намагниченности образца. Это объясняется появлением плотного газа свободных электронных $2D$ -вихрей с магнитными моментами, которые легко ориентируются вдоль направления внешнего магнитного поля.

Таким образом, в слабых магнитных полях ~ 100 Э энергии теплового возбуждения пар спионов с $S = 1/2$ и плазмы $2D$ -электронных вихрей практически совпадают, что свидетельствует о вырождении основных состояний спиновой и сверхпроводящей квантовых жидкостей. Как видно из рисунка 3, скачок дополни-

тельной намагниченности вблизи T_{KT} почти в три раза превышает её увеличение с ростом температуры вблизи T_{spinon} , что свидетельствует о более значительном вкладе намагниченности сверхпроводящей жидкости в полную намагниченность образца.

С ростом напряжённости магнитного поля асимметричная двугорбая пиковая сингулярность $M(T)$ с центром вблизи температуры $T_{\text{spinon}} \cong 8 \text{ К}$ возбуждения спинов с $S = 1/2$ трансформируется в симметричный пик, размазанный в широком интервале температур 4,2–12 К с вершиной вблизи температуры T_{spinon} . Величина скачка намагниченности СП квантовой жидкости вблизи $T_{KT} \cong 12 \text{ К}$ с ростом магнитного поля существенно уменьшилась. Из рисунков 5–7 видно, что увеличение напряжённости внешнего магнитного поля до значения $H = 1 \text{ кЭ}$ приводит к существенным изменениям температурных зависимостей кривых $M(T)$ вблизи критической температуры перехода образцов в когерентное сверхпроводящее состояние. Во-первых, в режиме промежуточного поля происходит полное слияние двух слабо разрешённых пиков дублетного возбуждения спиновых пар с $S = 1/2$ в один симметричный пик температурной зависимости намагниченности вблизи средней температуры $T_{\text{spinon}} \cong 8 \text{ К}$ и сильное уширение спектра возбуждения спинов, размазанного в интервале температур 4,2–12 К (рис. 6, 7). Этот результат свидетельствует о существовании «гигантских» флуктуаций, возникающих в основном состоянии КСЖ, что приводит к размазыванию спектра низкоэнергетических спиновых возбуждений. Во-вторых, из рисунков 5 и 6 видно, что рост внешнего магнитного поля приводит также к сильному уменьшению скачка сверхнамагниченности образцов вблизи критической температуры $T_{2D} = T_{KT} \cong 12 \text{ К}$ развязывания $2D$ -вихревых пар, тогда как интенсивность возбуждения спиновых пар вблизи

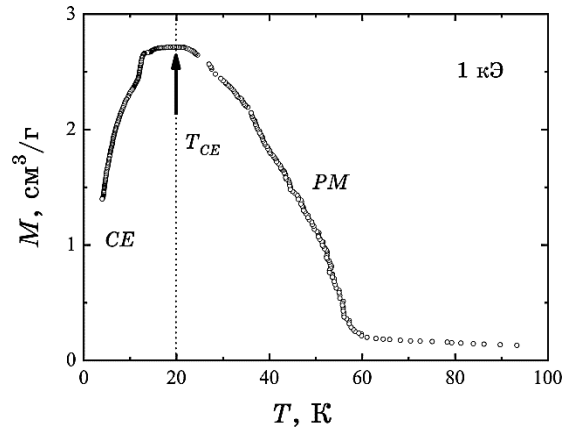


Рис. 5. Температурная зависимость намагниченности $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренная в промежуточном поле 1 кЭ в интервале температур 4,2–100 К.⁵

$T_{\text{spinon}} \cong 8 \text{ К}$ практически не изменилась. Это свидетельствует о значительно большей устойчивости КСЖ к действию внешнего магнитного поля по сравнению с когерентным сверхпроводящим состоянием.

Следует отметить, что полученный нами спектр низкоэнергетических возбуждений в $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ вблизи средней температуры возбуждения $T_{\text{spinon}} \cong 8 \text{ К}$ в режимах слабого и промежуточного внешнего магнитного поля хорошо коррелирует со спектром спинонных возбуждений в Cs_2CuCl_4 [33] как в качественном, так и в количественном

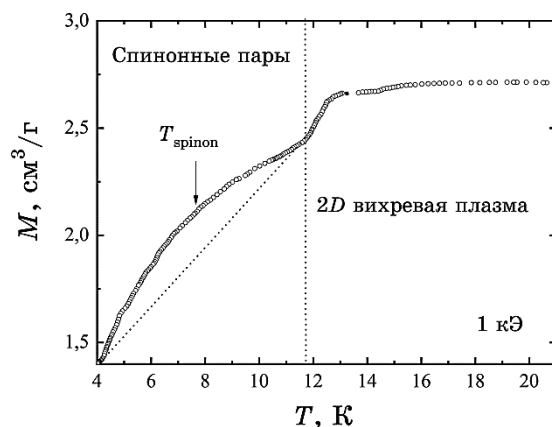


Рис. 6. Особенности температурной зависимости намагниченности смешанного состояния спиновой и сверхпроводящей квантовых жидкостей в $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренной в промежуточном поле 1 кЭ в интервале температур 4,2–20 К.⁶

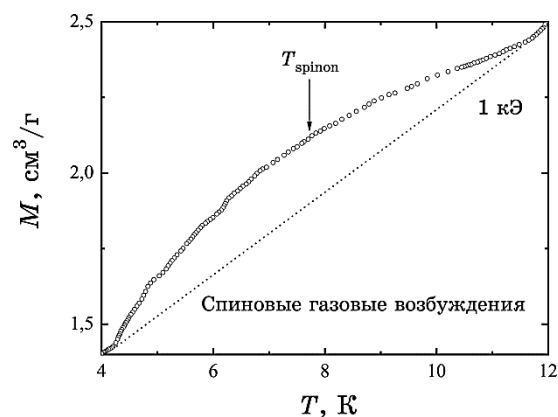


Рис. 7. Широкий симметричный пик температурной зависимости намагниченности $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренной в промежуточном поле 1 кОе в интервале температур 4,2–12 К.⁷

отношении. Это позволяет нам предположить, что величина междоузельной связи спинов в фрустрированной квазидвумерной зигзаговой АФМ-структуре CE -типа в $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ одного порядка с внутрицепочечным обменным взаимодействием, что приводит к появлению изинговского обменного взаимодействия 120° -типа между тройкой ближайших спинов Mn , характерного для квазидвумерных АФМ-структур с сильной геометрической фрустрацией (треугольная, шестиугольная и т.д. решётка спинов). Отличительной особенностью спектра магнитных возбуждений вблизи 8 К является наличие широкого пика сверхнамагниченности, который мы связываем с тепловым возбуждением расширенного, сильно дисперсного континуума элементарных возбуждений со спином $S = 1/2$, подобным расширенному спектру возбуждений в Cs_2CuCl_4 , индуцированных рассеянием нейтронов. Эту слабую широкую пиковую особенность дополнительной намагниченности нельзя объяснить коллективным возбуждением классических магнонов со спином $S = 1$.

При дальнейшем росте напряжённости магнитного поля непрерывный спектр возбуждений КСЖ в виде широкой пиковой особенности $M(T)$ с максимумом вблизи 8 К трансформируется в дискретный спектр низкоэнергетических возбуждений КСЖ в виде квантовых осцилляций намагниченности (рис. 8–10), подобных квантовым осцилляциям поперечного холловского сопротивления $\rho_{xy}(B)$ двумерного газа электронов в перпендикулярном магнитном поле. Как видно из рисунков 8–10, с дальнейшим ростом магнитного поля происходит разрушение когерентного СП-состояния в сверхпроводящем композите и появление квантовых осцилляций намагниченности при температурах вблизи $T_{\text{spinon}} \cong 8$ К. Разрушение когерентного СП-состояния с ростом магнитного поля проявляется в исчезновении гигантского скачка

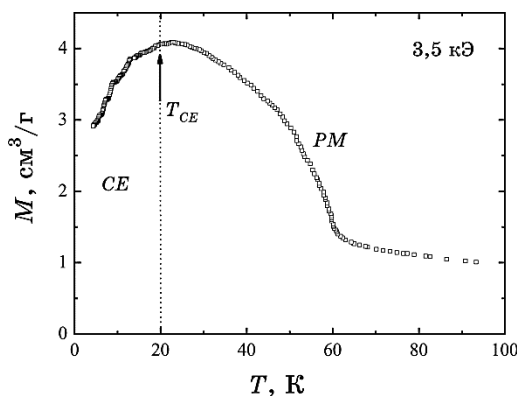


Рис. 8. Температурная зависимость намагниченности $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренная в сильном поле 3,5 кЭ в интервале температур 4,2–100 К.⁸

сверхнамагниченности вблизи $T_{KT} \cong 12$ К в температурных зависимостях намагниченности образцов $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренных в dc-магнитном поле $H = 3,5$ кЭ. В режиме сильного поля наблюдается излом температурной зависимости намагниченности вблизи температуры $\cong 12$ К, разделяющей фазу с квантовыми осцилляциями спиновой среды и фазу сверхпроводящего стекла.

Новой отличительной особенностью температурных зависимостей дополнительной намагниченности $M(T)$, полученных с ро-

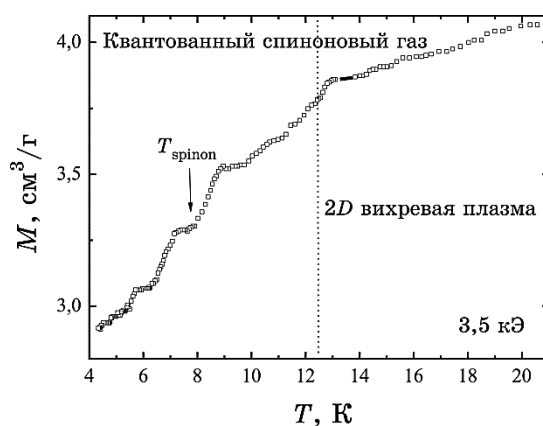


Рис. 9. Особенности температурной зависимости намагниченности смешанного состояния спиновой и сверхпроводящей квантовых жидкостей в $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренной в сильном поле 3,5 кЭ в интервале температур 4,2–20 К.⁹

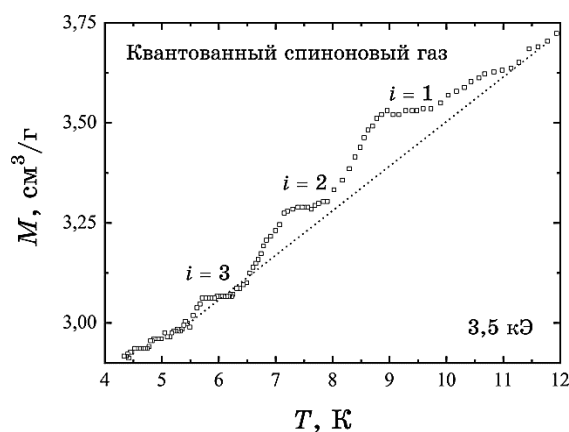


Рис. 10. Квантовые осцилляции температурной зависимости намагниченности $\text{SmMnO}_{3+\delta}$, измеренной в сильном поле 3,5 кЭ в интервале температур 4,2–12 К.¹⁰

стом внешнего магнитного поля до 3,5 кЭ, является появление чётко выраженных квантовых осцилляций намагниченности газа спинов с $S = 1/2$ вблизи средней температуры T_{spinon} (рис. 9, 10). Таким образом, даже относительно небольшое увеличение напряжённости внешнего магнитного поля привело к разрушению когерентного СП-состояния и переходу от непрерывного спектра низкоэнергетических возбуждений КСЖ к дискретному. Появление квантовых осцилляций температурных зависимостей намагниченности $M(T)$ в сильнополевом режиме измерений можно объяснить в рамках общепринятых моделей щелевой Z_2 -спиновой жидкости квантованием плотного газа изолированных нейтральных квазичастиц с дробным спином $S = 1/2$ (спинов), движущихся по круговым орбитам в направлении, поперечном направлению «магнитной» компоненты b калибровочного поля. Согласно полученным в данной работе экспериментальным результатам, относительная величина намагниченности квазидвумерного газа спинов в $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ в квантующем внешнем поле $H = 3,5$ кЭ с ростом температуры образца скачкообразно растёт вследствие изменений фактора заполнения $i = 1, 2$ и 3 уровней Ландау.

Согласно [17–21], динамика низкоэнергетических возбуждений основного состояния Z_2 -щелевой квантовой спиновой жидкости с топологическим параметром порядка $\chi_{i,j}$, который генерирует магнитный поток Φ , соответствует классическому прыжковому движению электронов во внешнем магнитном поле. Связь между ансамблем фермионов и калибровочным полем a_μ идентична связи между электронами и электромагнитным полем. Таким образом, можно ожидать, что для системы фермионов, управляемых калибровочным полем, характерно явление, подобное квантовому эффекту Холла. «Эффект Холла» в этом случае состоит в том, что «электрическая» компонента калибровочного поля a_μ индуцирует ток фермионов $j_x = \sigma_{xy} e_y$ в направлении, поперечном направлению «магнитной» компоненты b калибровочного поля, где σ_{xy} — холловская проводимость, $e_i = \partial_0 a_i - \partial_i a_0|_{i=x,y}$ — «электрическое» поле, а «магнитное» поле $b = \partial_x a_y - \partial_y a_x$. Существует мнение [24, 25], что холловская проводимость заполненной зоны фермионов квантуется полем b как целое число, умноженное на $1/2\pi$. Можно изменять плотность управляемых фермионов в киральной спиновой жидкости без создания фермионов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне. Для этого достаточно медленного изменения направления (поворота) «магнитного» потока $\Phi = \int d^2x b$ калибровочного поля a_μ , вызванного внешними воздействиями. Вращение потока индуцирует круговое «электрическое» поле e_θ , которое, в свою очередь, генерирует ток управляемых фермионов в радиальном направлении благодаря σ_{xy} . Таким образом, проис-

ходит накопление заряда вблизи «магнитного» потока Φ . Было показано, что полное число индуцированных изменением потока Φ фермионов равно $N = -\sigma_{xy}\Phi = -\Phi/\pi$. Согласно полученным в данной работе экспериментальным результатам, таким воздействием меняющим поток Φ калибровочного поля a_μ может быть изменение напряжённости H внешнего магнитного поля.

Найденные в данной работе квантовые осцилляции температурных зависимостей намагниченности $2D$ -газа спионов в интервале температур $4,2 \text{ K} \leq T \leq 12 \text{ K}$ имеют вид, подобный полевым зависимостям холловского сопротивления $\rho_{xy}(B)$ квазидвумерной гетероструктуры $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, хорошо описанные и объяснённые в обзорной работе Брандта и Кульбачинского [41]. Согласно [41], классическое холловское напряжение в плоском образце пропорционально величине магнитного поля B , перпендикулярного плоскости образца и обратно пропорционально концентрации электронов N в образце. Однако в квазидвумерной гетероструктуре $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ были обнаружены квантовые осцилляции полевых зависимостей продольной и поперечной компоненты измеряемого напряжения, характерные для целочисленного квантового эффекта Холла. С ростом магнитного поля магнетосопротивление $\rho_{xx}(B)$ — осциллирующая функция B в виде серии пиков, интенсивность и ширина которых росла пропорционально величине магнитного поля B . В то же время, квантовые осцилляции полевой зависимости холловского сопротивления $\rho_{xy}(B)$ имели вид серии порогов, высота и ширина которых росла пропорционально величине магнитного поля B . Положение ступенек (плато) кривых $\rho_{xy}(B)$ в магнитном поле соответствовало положению минимумов серии пиков $\rho_{xx}(B)$.

При наличии сильного магнитного поля, перпендикулярного плоскости образца, все двумерные электроны, которые в нулевом магнитном поле занимали круг в импульсном пространстве, стянутся на окружности с квантованным значением радиуса $p_i = \sqrt{2m^*\hbar\omega_c}(i + 1/2)$. Число состояний на уровне Ландау равно $N_L = \text{const} \cdot B/m^* = \Phi/\Phi_0$, где Φ — поток внешнего поля через площадь образца, $\Phi_0 = h/e$ — квант магнитного потока. Таким образом, плотность разрешённых состояний на каждом уровне Ландау равна плотности квантов магнитного потока. Если при данном магнитном поле B полностью заполнены i уровней, то общее число двумерных электронов равно $N_S = iN_L$, а их концентрация — $n_S = ieB/h$. Выражение для холловского сопротивления при целочисленном эффекте Холла: $\rho_{xy} = B/en_S = h/ie^2$, где i — номер уровня Ландау. В отличие от классического эффекта Холла, при целочисленном квантовом эффекте Холла магнетосопротивление ρ_{xx} при заполнении уровней Ландау принимает дискретные значения. В широком интервале магнитных полей B около значения $i = 1$ (i называется фактором заполнения), когда остаётся один нулевой уровень Ландау, наблюда-

ется плато на зависимости. На плато значение ρ_{xy} в единицах h/e^2 равно 1. С ростом фактора заполнения уровней Ландау i плато смещаются в более низкие поля; уменьшается ширина плато и высота ступенек полевых зависимостей $\rho_{xy}(B)$. Было показано, что в электропроводности принимают участие делокализованные электроны на уровнях Ландау ниже уровня Ферми E_F вблизи их середины. При увеличении магнитного поля пики плотности состояний проходят через уровень Ферми, который периодически попадает в области делокализованных и локализованных состояний. В последнем случае холловская компонента ρ_{xy} принимает постоянные значения.

5. ВЫВОДЫ

Предполагается, что асимметричная двугорбая пиковая особенность температурной зависимости намагниченности $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ во внешнем магнитном поле 100 Э вблизи $T_{\text{spinon}} \cong 8$ К соответствует непрерывному спектру низкоэнергетических магнитных возбуждений КСЖ в виде спинонных пар с $S = 1/2$, размазанному в интервале температур 6–10 К. С ростом напряжённости магнитного поля до значения $H = 1$ кЭ особенность преобразуется в симметричный пик дополнительной намагниченности, размазанный в более широком интервале температур вследствие сильного роста квантовых флуктуаций намагниченности. При дальнейшем росте поля до $H = 3,5$ кЭ происходит переход от непрерывного спектра тепловых возбуждений спинонных пар к дискретному. Это проявляется в виде появления серии узких ступенек в температурной зависимости намагниченности $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ вблизи температуры $T_{\text{spinon}} \cong 8$ К. Предполагается, что, когда магнитный поток Φ калибровочного поля b в Z_2 -квантовой спиновой жидкости с ростом напряжённости внешнего магнитного поля H становится соразмерным с плотностью спинонов, в образцах возникает состояние типа несжимаемого $2D$ -квантованного газа спинонов, в котором эти квазичастицы движутся по круговым орбитам и полностью заполняют целое число уровней Ландау.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. P. Fazekas and P. W. Anderson, *Philos. Mag.*, **30**: 423 (1974).
2. L. Pauling, *Proc. Roy. Soc. London A*, **196**: 343 (1949).
3. P. W. Anderson, *Science*, **235**: 1196 (1987).
4. S. A. Kivelson, D. S. Rokhsar, and J. P. Sethna, *Phys. Rev. B*, **35**: 8865 (1987).
5. D. Rokhsar and S. A. Kivelson, *Phys. Rev. Lett.*, **61**: 2376 (1988).
6. X.-G. Wen, *Phys. Rev. B*, **44**: 2664 (1991).
7. N. Read and S. Sachdev, *Phys. Rev. Lett.*, **66**: 1773 (1991).
8. R. Jalabert and S. Sachdev, *Phys. Rev. B*, **44**: 686 (1991).
9. T. Senthil and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. B*, **62**: 7850 (2000).

10. R. Moessner, S. L. Sondhi, and E. Fradkin, *Phys. Rev. B*, **65**: 024504 (2001).
11. E. Ardonne, P. Fendley, and E. Fradkin, *Annals of Physics*, **310**: 493 (2004).
12. S. Sachdev, *Phys. Rev. B*, **45**: 12377 (1992).
13. R. Moessner and S. L. Sondhi, *Phys. Rev. Lett.*, **86**: 1881 (2001).
14. G. Misguich, D. Serban, and V. Pasquier, *Phys. Rev. Lett.*, **89**: 137202 (2002).
15. A. Y. Kitaev, *Annals of Physics*, **303**: 2 (2003).
16. A. Y. Kitaev, *Annals of Physics*, **321**: 2 (2006).
17. D. J. Thouless et al., *Phys. Rev. Lett.*, **49**: 405 (1982).
18. J. Avron, R. Seiler, and B. Simon, *Phys. Rev. Lett.*, **51**: 51 (1983).
19. V. Kalmeyer and R.B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.*, **59**: 2095 (1987).
20. X. G. Wen, F. Wilczek, and A. Zee, *Phys. Rev. B*, **39**: 11413 (1989).
21. R. B. Laughlin and Z. Zou, *Phys. Rev. B*, **41**: 664 (1990).
22. K. V. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.*, **45**: 494 (1980); D. C. Tsui and A. C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.*, **37**: 550 (1981).
23. D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.*, **48**: 1559 (1982); H. L. Stormer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**: 1953 (1983).
24. R. B. Laughlin, *Phys. Rev. B*, **23**: 5632 (1981); H. Aoki and T. Ando, *Solid State Commun.*, **38**: 1079 (1981); R. E. Prange, *Phys. Rev. B*, **23**: 4802 (1981); D. J. Thouless, *J. Phys. C*, **14**: 3475 (1981); D. J. Thouless, *Phys. Rev. Lett.*, **49**: 405 (1982).
25. F. D. M. Haldane, *Phys. Rev. Lett.*, **51**: 605 (1983).
26. R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.*, **50**: 1359 (1983).
27. F. D. M. Haldane and Y.-S. Wu, *Phys. Rev. Lett.*, **55**: 2887 (1985).
28. F. D. M. Haldane, *Phys. Rev. Lett.*, **67**: 937 (1991).
29. J. M. Leinaas and J. Myrheim, *Nuovo Cimento B*, **37**: 1 (1977); F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.*, **49**: 957 (1982).
30. B. I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.*, **52**: 1583 (1984); B. I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.*, **52**: 2390(E) (1984).
31. R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.*, **60**: 2677 (1988).
32. F. N. Bukhan'ko, *Fiz. Tverd. Tela*, **57**: 1098 (2015) (in Russian); F. N. Bukhan'ko and A. F. Bukhan'ko, *Fiz. Tverd. Tela*, **58**: 506 (2016) (in Russian); F. N. Bukhan'ko and A. F. Bukhan'ko, *Zh. Tekhn. Fiz.*, **86**: 89 (2016) (in Russian); Ф. Н. Буханько, *ФТТ*, **57**: 1098 (2015); Ф. Н. Буханько, А. Ф. Буханько, *ФТТ*, **58**: 506 (2016); Ф. Н. Буханько, А. Ф. Буханько, *ЖТФ*, **86**: 89 (2016).
33. R. Coldea, D. A. Tennant, A. M. Tsvelik, and Z. Tylczyński, *Phys. Rev. Lett.*, **86**: 1335 (2001); R. Coldea, D. A. Tennant, and Z. Tylczyński, *Phys. Rev. B*, **68**: 134424 (2003).
34. N. B. Brandt and V. A. Kul'bachinskii, *Kvazichastitsy v Fizike Kondensirovannogo Sostoyaniya* [Quasi-Particles in Condensed State Physics] (Moscow: Fizmatlit: 2007) (in Russian); Н. Б. Брандт, В. А. Кульбачинский, *Квазичастицы в физике конденсированного состояния* (Москва: Физматлит: 2007).

Donets'k Institute for Physics and Engineering Named After O. O. Galkin, N.A.S. of Ukraine,
46, Nauky Prosp.,
UA-03028 Kyiv, Ukraine

¹ Fig. 1. Temperature dependences of the $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ magnetization measured in magnetic fields of 100 Oe, 1 kOe and 3.5 kOe in the range of temperatures 4.2–100 K.

² Fig. 2. Temperature dependence of the $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ magnetization measured in a weak field of

100 Oe in the range of temperatures 4.2–100 K.

³ **Fig. 3.** Features of temperature dependence of magnetisation of the mixed state of spin and superconducting quantum liquids in $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ measured in a weak field of 100 Oe in the range of temperatures 4.2–20 K.

⁴ **Fig. 4.** Superposition of two wide superposed peaks of temperature dependence of the $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ magnetization measured in a weak field of 100 Oe in the range of temperatures 4.2–12 K.

⁵ **Fig. 5.** Temperature dependence of the $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ magnetization measured in an intermediate field of 1 kOe in the range of temperatures 4.2–100 K.

⁶ **Fig. 6.** Features of temperature dependence of magnetization of the mixed state of spin and superconducting quantum liquids in $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ measured in an intermediate field of 1 kOe in the range of temperatures 4.2–20 K.

⁷ **Fig. 7.** Wide symmetric peak of temperature dependence of the $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ magnetization measured in an intermediate field of 1 kOe in the range of temperatures 4.2–12 K.

⁸ **Fig. 8.** Temperature dependence of the $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ magnetization measured in a strong field of 3.5 kOe in the range of temperatures 4.2–100 K.

⁹ **Fig. 9.** Features of temperature dependence of magnetization of the mixed state of spin and superconducting quantum liquids in $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ measured in a strong field of 3.5 kOe in the range of temperatures 4.2–20 K.

¹⁰ **Fig. 10.** Quantum oscillations of temperature dependence of the $\text{SmMnO}_{3+\delta}$ magnetization measured in a strong field of 3.5 kOe in the range of temperatures 4.2–12 K.