

СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ ПОЛЕМ МАГНИТНЫЕ ФАЗЫ В ТРЕУГОЛЬНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$

Ю. А. Сахратов ^{a,b}, Л. Е. Свистов ^{c*}, А. П. Рейес ^{a**}

^a Национальная лаборатория сильных магнитных полей
32310, Таллахасси, Флорида, США

^b Казанский государственный энергетический университет
420066, Казань, Россия

^c Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия

Поступила в редакцию 31 мая 2023 г.,
после переработки 31 мая 2023 г.
Принята к публикации 8 июня 2023 г.

Изучена магнитная фазовая H - T -диаграмма квазидвумерного легкоплоского антиферромагнетика $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ ($S = 5/2$) с правильной треугольной структурой решетки методом ЯМР ^{87}Rb в поле, направленном вдоль «трудной» оси C_3 . Исследования подтверждают двухступенчатый переход из низкополевой зонтичной несоизмеримой магнитной структуры в поляризованную парамагнитную, обнаруженный недавно (Mitamura et al. 2016). Переходы сопровождались лямбда-аномалиями скорости спин-решеточной релаксации и скачкообразным увеличением магнитной восприимчивости при промежуточном переходе. Исследование ЯМР ^{87}Rb исключает возможность V- или веерной спиновых структур в новой высокополевой фазе. Дополнительный переход предположительно связан с потерей межплоскостного магнитного порядка перед переходом в парамагнитное поляризованное состояние отдельных треугольных плоскостей.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 95-летию Л. А. Прозоровой

DOI: 10.31857/S0044451023100139

EDN: XLMEMC

1. ВВЕДЕНИЕ

$\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ является примером квазидвумерного ($2D$) антиферромагнетика ($S = 5/2$) с правильной треугольной решеткой. В этом соединении антиферромагнитное межплоскостное обменное взаимодействие J' значительно слабее доминирующего внутриплоскостного взаимодействия J ($J'/J \approx 0.01$). Это определяет квазидвумерный характер магнитного состояния $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$. Для магнитного поля, приложенного в плоскости треугольной структуры, достаточно сильная одноионная анизотропия типа «легкая плоскость» приводит к сходству фазовой H - T -диаграммы $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ [1–4] с фазовой диаграммой $2D$ -ан-

тиферромагнетика с треугольной структурой в рамках XY -модели (XY $2D$ TLAFF), подробно изученной в работах [5–8]. В квазиклассическом пределе большого спина магнитное состояние TLAFF бесконечно вырождено. В результате ожидается, что магнитные структуры на фазовой температурно-полевой H - T -диаграмме будут определяться либо слабыми магнитными взаимодействиями, либо квантовыми и тепловыми флуктуациями. Магнитные структуры, реализующиеся в XY $2D$ TLAFF с ростом поля, приложенного вдоль треугольной плоскости, показаны на рис. 1а. Магнитные структуры, изображенные на рисунке буквами «Y», «UUD» и «V» реализуются в $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ в широком диапазоне полей $0.14H_{sat} \lesssim H \lesssim 0.7H_{sat}$. Такие магнитные структуры в рамках модели XY $2D$ TLAFF становятся выгодными при учете квантовых и тепловых флуктуаций. Этот необычный механизм установления магнитного порядка, называемый как «порядок через беспорядок» усилил

* E-mail: svistov@kapitza.ras.ru

** A. P. Reyes

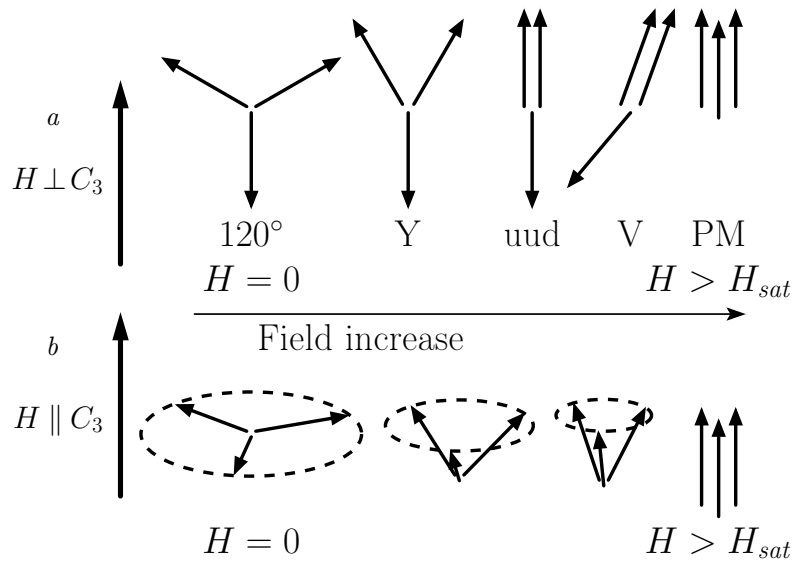


Рис. 1. *a)* Магнитные структуры, ожидаемые в рамках модели XY TLAf, учитывающей спиновые флуктуации при возрастании магнитного поля $H \perp C_3$. *b)* «Зонтичные» магнитные структуры, ожидаемые в квазиклассической модели TLAf с анизотропией типа «легкая плоскость» при возрастании магнитного поля $H \parallel C_3$

интерес к исследованиям $RbFe(MoO_4)_2$. Обзор экспериментальных данных о магнитных структурах $RbFe(MoO_4)_2$, полученных различными методами, при поле, приложенном в треугольной плоскости, дан в [9].

В случае достаточно сильной анизотропии типа «легкая плоскость» в 2D-модели TLAf ожидается «зонтичная» магнитная структура (U-структура) вплоть до поля насыщения в поле, приложенном перпендикулярно треугольным плоскостям $RbFe(MoO_4)_2$. Схема U-структуры в возрастающем поле показана на рис. 1*b*. Проекция магнитных моментов подрешеток на треугольную плоскость направлены под углом 120° . Проекция подрешеток на направление поля равны и возрастают от нуля при $H = 0$ до поляризованного состояния при H_{sat} . В рамках этой модели поворот магнитной структуры вокруг C_3 не меняет магнитную энергию. Магнитная структура $RbFe(MoO_4)_2$ при $H = 0$ изучалась методом упругого рассеяния нейтронов. Волновой вектор магнитной структуры оказался равным $(1/3, 1/3, 0.458)$ [10]. Подрешетки соседних плоскостей поворачиваются на угол 165° вокруг C_3 . Такая несоизмеримая структура может быть объяснена антиферромагнитными обменными взаимодействиями магнитных подрешеток соседних плоскостей [11].

Исследование намагничивания $RbFe(MoO_4)_2$ в импульсных полях $H \parallel C_3$ [12] не выявило особенностей в полях вплоть до поля насыщения. Поэтому длительное время считалось, что в процессе намагничивания $RbFe(MoO_4)_2$ при такой ориентации поля реализуется единственная U-структура. Более

поздние исследования упругих и магнитоэлектрических свойств $RbFe(MoO_4)_2$ [11, 13] показали, что фазовая диаграмма для этого направления поля более сложная. В широком диапазоне полей ниже насыщения обнаружена новая магнитная фаза. Для простоты эту фазу будем обозначать как X-фазу. X-фаза, в отличие от U-фазы, не демонстрирует электрической поляризации. Переход от U-фазы к X-фазе сопровождается аномалиями скорости звука. Было высказано предположение [11, 13], что в X-фазе реализуется планарная V-структура, аналогичная V-структуре для поля, приложенного в треугольной плоскости (рис. 1*a*).

В данной работе исследуется магнитная структура $RbFe(MoO_4)_2$ в полях вплоть до поля насыщения, направленного перпендикулярно треугольным плоскостям, с использованием метода ЯМР ^{87}Rb . Спектры ЯМР сравнивались с результатами моделирования в рамках структур U и V.

Прежде чем приступить к описанию деталей эксперимента и результатов, в следующем разделе мы рассмотрим магнитные свойства $RbFe(MoO_4)_2$.

2. МАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СТРУКТУРА $RbFe(MoO_4)_2$

Кристаллическая структура $RbFe(MoO_4)_2$ состоит из чередующихся слоев ионов Fe^{3+} , $(MoO_4)^{2-}$ и Rb^+ , перпендикулярных оси третьего порядка C_3 . Внутри слоев ионы образуют правильные треугольные решетки. На рис. 2 показаны магнитные ионы Fe^{3+} ($3d^5$, $S = 5/2$) и немагнитные ионы Rb^+ ,

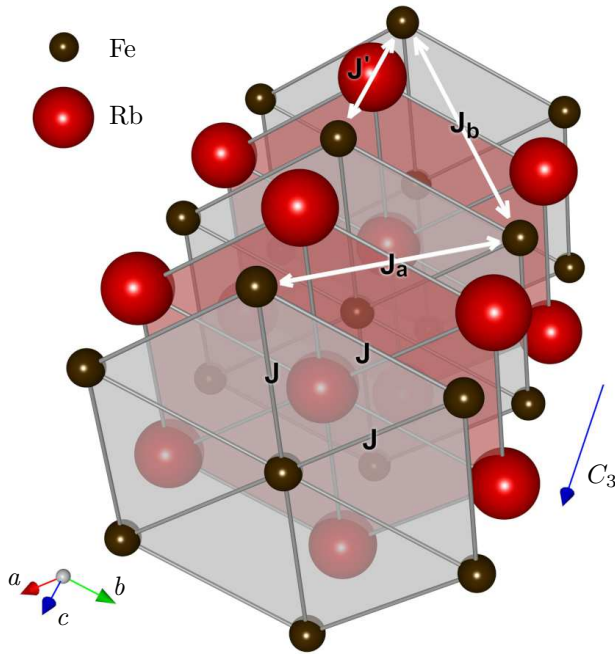


Рис. 2. Кристаллическая структура $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$. Маленькие черные сферы обозначают позиции магнитных ионов Fe^{3+} , большие красные сферы обозначают позиции ионов Rb^+ , комплексы $(\text{MoO}_4)^{2-}$ не показаны. На рисунке обозначены внутрислошные обменные связи (J) и межслошные обменные связи (J' , J_a , J_b). Кристаллическая симметрия $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ допускает разные значения J_a и J_b

$(\text{MoO}_4)^{2-}$ -комплексы для ясности опущены [14]. Параметры решетки $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ равны $a = 5.69 \text{ \AA}$ и $c = 7.48 \text{ \AA}$. При комнатной температуре кристаллическая структура принадлежит пространственной группе $P3m1$, а ниже 190 К симметрия понижается до пространственной группы $P3c1$. [15] Обменный интеграл связей в плоскости $J = 0.086(2) \text{ мЭВ}$ является антиферромагнитным и намного сильнее межслошных интегралов J' , J_a , J_b . [16] Интеграл межслошного обмена примерно в сто раз меньше интеграла внутрислошного обмена, $J'/J = 0.008(1)$ по данным нейтронографических экспериментов и $J'/J = 0.01$ по данным измерений ЭСР [2, 16, 17]. Диагональный межслошного обменный интеграл оценивался из вычислений *ab initio* [18] как $|J_{a,b}|/J \approx 0.002$.

$\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ становится магнитоупорядоченным ниже $T_N \approx 3.8 \text{ К}$ [1]. Магнитные структуры для поля, приложенного в плоскости треугольной структуры, получены с помощью различных экспериментальных методик [1–4, 10–12, 16, 19]. Магнитные структуры фазовой H - T -диаграммы, определенные в этих экспериментах, подробно обсуждаются в [9].

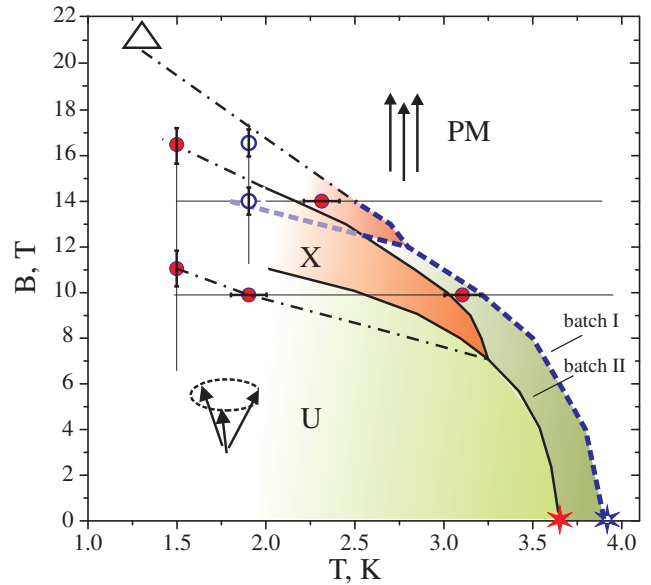


Рис. 3. Магнитная фазовая диаграмма $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ для $H \parallel C_3$. Магнитные фазы обозначены как U-фаза в низких полях (зеленая), неизвестная X-фаза в сильных полях (красная) и поляризованная фаза PM. Штриховыми линиями на рисунке отмечены границы фаз из [12, 13]. Сплошной линией показаны границы фаз, полученные авторами [11] из акустических экспериментов. Тонкими сплошными линиями показаны температурные и полевые срезы, вдоль которых были проведены ЯМР-исследования. Штрихпунктирные линии служат ориентиром для глаз. Контурные синие кружки и сплошные красные кружки обозначают переходы между фазами U и X или X и PM, полученные в экспериментах ЯМР на образцах из ростовых партий I и II соответственно. Красными и синими звездочками показаны T_N , измеренные в образцах партий I и II по аномалии на температурной зависимости намагниченности в поле $\mu_0 H = 0.1 \text{ Тл}$. Контурным треугольником показано значение H_{sat} , полученное из $M(H)$ -измерений, проведенных в импульсных магнитных полях на образце из партии I [12]

Фазовая H - T -диаграмма для магнитного поля, направленного перпендикулярно треугольным плоскостям, показана на рис. 3. Штриховыми линиями на рисунке отмечены фазовые границы из [12, 13], полученные из аномалий на температурных и полевых зависимостях магнитного момента, теплоемкости, электрической поляризации и диэлектрической проницаемости. Сплошной линией показаны границы фаз, найденные авторами [11] из акустических экспериментов. Фазовые диаграммы, полученные на двух разных образцах, в целом подобны, но температуры Нееля различаются на 0.25 К. Разброс T_N в пределах 0.3 К ранее наблюдался в образцах из разных партий [9]. Образцы с меньшими значениями T_N демонстрируют пониженные значения поля

насыщения, а также переход от фазы U к фазе X происходит при более низких значениях поля.

В настоящей работе мы исследовали H - T -эволюцию спектров ЯМР и времени спин-решеточной релаксации T_1 вдоль штриховых линий, показанных на диаграмме. Мы исследовали два монокристалла с немного различающимися температурами Нееля. Точки, соответствующие аномалиям в $T_1(T, H)$ при фазовых переходах и T_N , показаны контурными (синими) и сплошными (красными) символами для образцов с более высокой и более низкой температурами Нееля соответственно. Символ открытого треугольника для образца с более высоким T_N обозначает поле насыщения, измеренное в импульсном поле [12, 13]. Штрихпунктирные линии служат ориентиром для глаз. Область H - T -диаграммы, где предполагается низкополевая U-фаза, окрашена зеленым цветом. Эта фаза характеризуется наличием спонтанной электрической поляризации, направленной вдоль C_3 . В нулевом поле внутри каждой треугольной плоскости устанавливается 120° -магнитная структура. Волновой вектор несоизмеримой структуры равен $(1/3, 1/3, 0.458)$. [10]

3. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДЕТАЛИ

Мы использовали монокристаллы $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ из двух ростовых партий, как и в нашей предыдущей работе [9], в которой сообщаются результаты ЯМР ^{87}Rb в поле $H \perp C_3$. Ростовые партии обозначены как I и II в соответствии с обозначениями, принятыми в работе [9]. Рентгенофазовое исследование структур не показало заметной разницы между кристаллами из разных партий, однако температура магнитного упорядочения T_N и значения H_{sat} для второй партии были примерно на 7% ниже, чем у образцов из первой партии. Типичный размер кристаллов составлял $2 \times 2 \times 0.5 \text{ мм}^3$, при этом наименьший размер соответствовал C_3 кристалла.

ЯМР-исследования проводились в сверхпроводящем магните Стюмагнетикс 17.5 Тл в Национальной лаборатории высоких магнитных полей, Флорида, США. Методом импульсного ЯМР проведены исследования $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ на ядрах ^{87}Rb (ядерный спин $I = 3/2$, гиромагнитное отношение $\gamma/2\pi = 13.9318 \text{ МГц/Тл}$). Спектры были получены путем суммирования быстрых преобразований Фурье сигналов спинового эха (FFT-методика) при сканировании поля вдоль резонансной линии. ЯМР-сигналы спинового эха были получены с использованием последовательностей импульсов

$\tau_p - \tau_D - 2\tau_p$, где длительность импульса τ_p составляла 1 мкс, а время между импульсами τ_D составляло 15 мкс. Время спин-решеточной релаксации T_1 было определено с использованием мультиэкспоненциального выражения, которое используется в случае, когда линии ЯМР расщеплены квадрупольным взаимодействием [20]. Измерения проводились в диапазоне температур $1.43 \leq T \leq 25 \text{ К}$, температурная стабильность во время эксперимента была не хуже 0.05 К.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 показана центральная линия спектров ЯМР на ядрах ^{87}Rb , соответствующая центральному переходу $m_I = -1/2 \leftrightarrow +1/2$. Два квадрупольно расщепленных сателлита, соответствующие переходам $m_I = \pm 3/2 \leftrightarrow \pm 1/2$, не показаны. Спектры измерены при $T = 1.45 \text{ К}$ в диапазоне полей $5.8 < \mu_0 H < 17 \text{ Тл}$ с полем, направленным параллельно оси C_3 кристалла. В поляризованной фазе РМ все ионы Rb^+ находятся в эквивалентных позициях, и спектр состоит из одной линии. В магнитоупорядоченной фазе положения ионов Rb^+ могут быть неэквивалентны и, как следствие, локальные магнитные поля от магнитных соседей могут быть разными и каждая линия квадрупольного расщепленного спектра при $H < H_{sat}$ может иметь сложную структуру. Эффективные поля от упорядоченных компонент магнитных моментов меньше, чем квадрупольное расщепление, что позволяет наблюдать тонкую структуру на каждом сателлите без перекрытия [9, 21]. Именно поэтому мы приводим только центральную линию спектров, соответствующую переходу $m_I = -1/2 \leftrightarrow +1/2$. Полученные спектры в зависимости от $\mu_0 H - \nu/\gamma$, где ν — частота, приведены на рис. 4. Цвета используются для обозначения спектров, полученных в различных магнитных фазах: РМ (красный), X (синий), U (зеленый). Поля переходов между фазами были найдены по лямбда-аномалиям на зависимости $T_1(H)$, представленной на рис. 5a. Из рис. 4 можно сделать вывод, что спектр ^{87}Rb ЯМР во всем диапазоне полей состоит из одной линии. Уширение линий и тонкая структура линий, наблюдаемые в более высоких полях, могут быть связаны с распределением полей размагничивания в образце неэллиптической формы. Если пренебречь изменением времени спин-спиновой релаксации T_2 с полем, измеренная интенсивность сигнала эха пропорциональна числу ядер рубидия в эффективном поле от магнитных соседей с проекцией на H равной $\mu_0 H - \nu/\gamma$. На рис. 5b

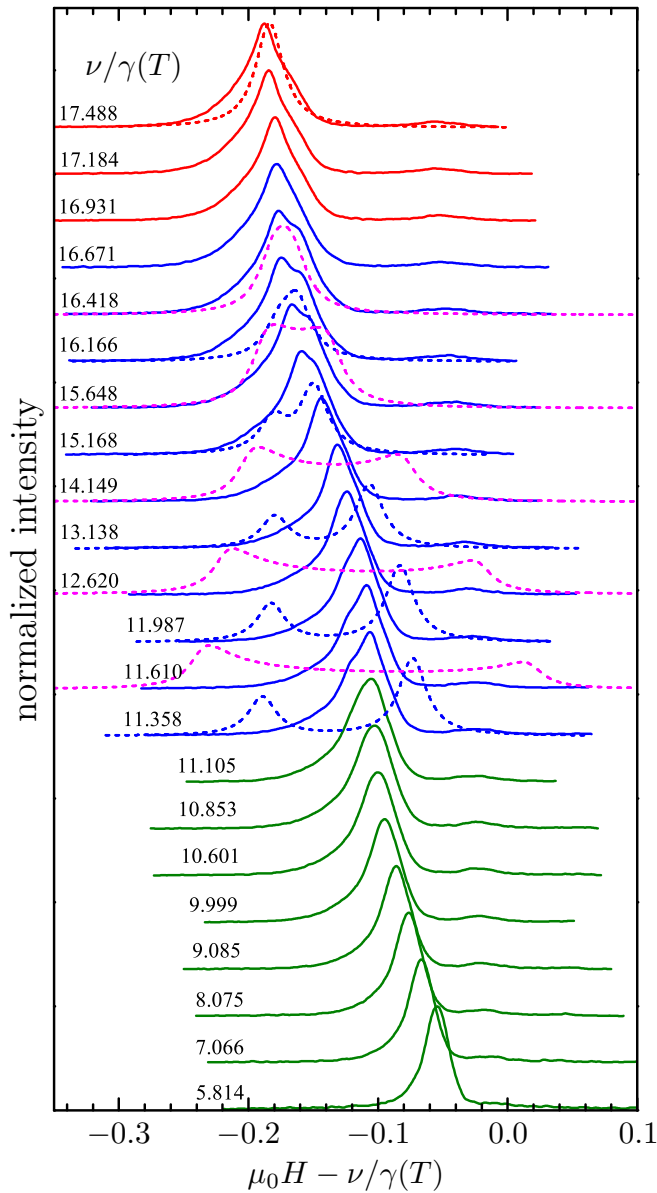


Рис. 4. Спектры центрального ^{87}Rb ЯМР-перехода $m_I = -1/2 \leftrightarrow +1/2$, измеренные на образце из партии II при $T = 1.45\text{ К}$ в диапазоне полей от 5.8 до 17.5 Тл, поле приложено параллельно оси C_3 кристалла. Линии, измеренные на разных частотах, для ясности смещены. Красные линии — это спектры, измеренные в поляризованной фазе РМ-фазе. Синие линии — это спектры, полученные в полях ниже H_{sat} , где ожидается фаза X. Спектры в слабых полях, показанные зеленым цветом, получены в U-фазе. Граничные поля между фазами определялись по лямбда-аномалии на зависимости $T_1(H)$, представленной на рис. 5. Штриховые линии — модельные спектры, рассчитанные для структур РМ (красный), V (синий) и веерная (пурпурный). При расчете магнитный момент железа принимался равным $5\mu_B/\text{Fe}^{3+}$, ширина индивидуальной линии принималась равной $\delta = 13\text{ мТл}$

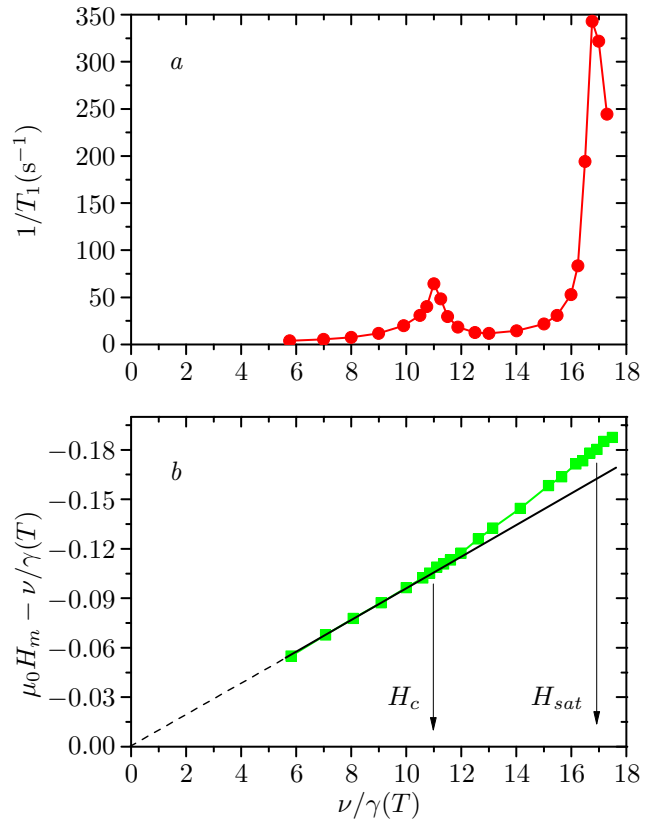


Рис. 5. Полевые зависимости скорости спин-решеточной релаксации $1/T_1$ (a) и эффективного поля $\mu_0 H_m - \nu/\gamma$ на ^{87}Rb (b), измеренные при $T = 1.45\text{ К}$. Резонансные поля H_m были получены как центр тяжести каждого спектра, показанного на рис. 4

показана полевая зависимость эффективного поля $\mu_0 H - \nu/\gamma$ на ^{87}Rb . Резонансные поля H_m , используемые на этом графике, были получены как центр тяжести для каждого спектра, показанного на рис. 4. Полевая зависимость эффективного поля от ^{87}Rb линейна вплоть до поля перехода H_c из фазы U в фазу X, где наклон увеличивается примерно на 25%.

На рис. 6 показаны спектры ЯМР, измеренные на частоте 139.3 МГц, $H \parallel C_3$, при различных температурах. Цвета используются для обозначения спектров, полученных в различных магнитных фазах: РМ (красный), X (синий), U (зеленый). Спектры ЯМР центрального перехода во всем диапазоне температур также можно рассматривать как спектр, состоящий из единственной линии. Граничные поля между фазами определялись по лямбда-аномалии на зависимости $T_1(T)$, представленной на рис. 7a. Температурная зависимость эффективного поля $\mu_0 H_m - \nu/\gamma$ от ^{87}Rb показана на рис. 7b. Температуры переходов, определенные по лямбда-аномалиям, показаны стрелками.

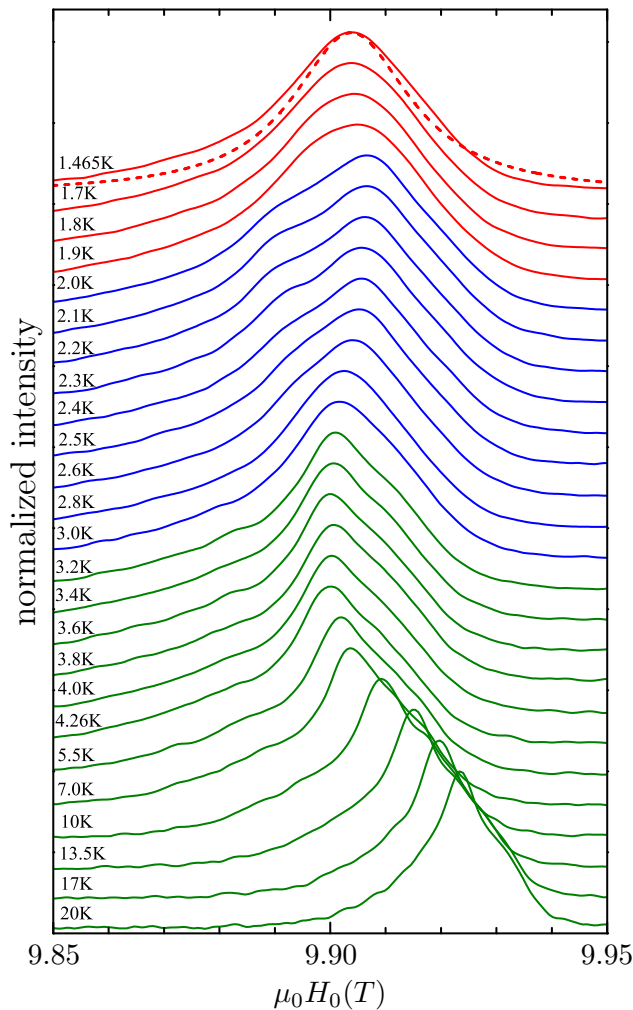


Рис. 6. Спектры ЯМР ^{87}Rb перехода $m_I = -1/2 \leftrightarrow +1/2$, измеренные на частоте $\nu = 139.3$ МГц, в диапазоне температур от 1.5 до 20 К, в поле, параллельном оси C_3 кристалла, на образце из ростовой партии II. Линии, измеренные при разных температурах, для ясности смещены. Красный, синий, зеленый цвета соответствуют спектрам, измеренным в фазах U, X и PM соответственно. Граничные поля между фазами определялись по лямбда-аномалии на зависимости $T_1(T)$, представленной на рис. 7. Штриховая линия — модельный спектр, рассчитанный для U-фазы с использованием магнитного момента железа $2.4\mu_B/\text{Fe}^{3+}$ и ширины индивидуальной линии $\delta = 13$ мТл

Сформулируем основные экспериментальные результаты. Во-первых, высокополевая магнитная X-фаза наблюдалась на образцах $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ из двух разных партий при $H \parallel C_3$ ниже поля насыщения. Во-вторых, спектры ЯМР ^{87}Rb , наблюдаемые для этого направления, имеют форму одной линии во всем исследованном H - T -диапазоне. Этот результат означает, что в структурах U, X и PM проекции эффективного поля на ядрах рубидия на направление магнитного поля H одинаковы.

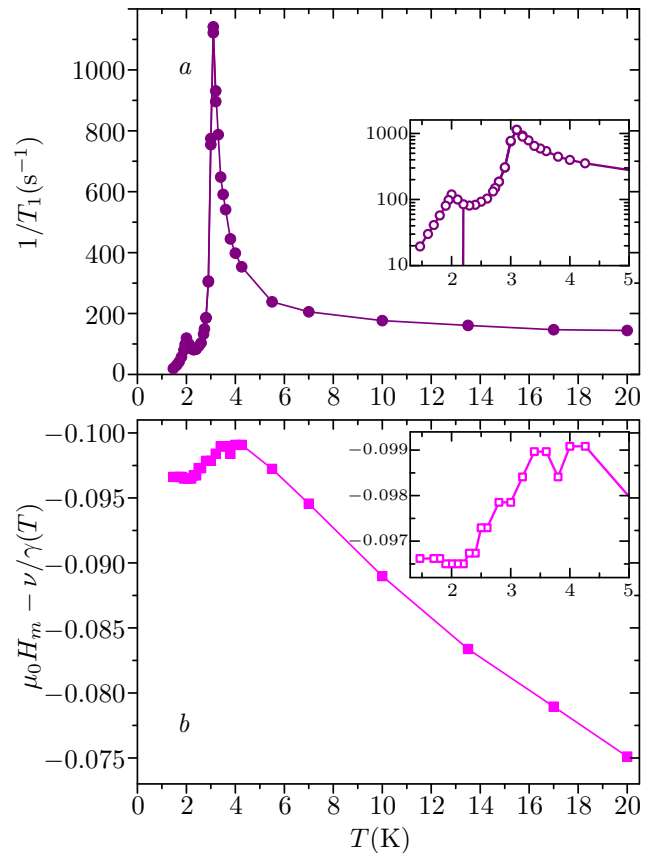


Рис. 7. Температурные зависимости скорости спин-решеточной релаксации $1/T_1$ (a) и эффективного поля $\mu_0 H_m - \nu/\gamma$ ЯМР ^{87}Rb (b), измеренные при $\nu = 139.3$ МГц. Резонансное поле H_m (b), было найдено как центр тяжести для измеренных спектров, показанных на рис. 6. Вставки повторяют основные панели в увеличенном масштабе

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Условие магнитного резонанса ядер ^{87}Rb в наших экспериментах определяется взаимодействием с сильным внешним магнитным полем $\nu = \gamma H$, с малыми поправками за счет квадрупольного взаимодействия, дипольного взаимодействия с магнитным окружением и переносным сверхтонким взаимодействием с ближайшими магнитными соседями. Поправки к резонансному полю за счет квадрупольного взаимодействия одинаковы для всех ядер ^{87}Rb и, как следствие, приводят к полевому сдвигу спектров ЯМР. В области сильных полей этот сдвиг для центральной линии ЯМР $m_I = -1/2 \leftrightarrow +1/2$ пренебрежимо мал [21]. Наибольший вклад в эффективное поле вносит дипольное взаимодействие, которое можно непосредственно вычислить для различных магнитных структур.

Дипольные поля рассчитаны для ядра ^{87}Rb , расположенного в середине цилиндрического образ-

ца с радиусом основания $100a$ и высотой $10c$. Такая форма модельного образца учитывает размагничивающее поле. Модельные спектры для частоты 243.633 МГц ($\nu/\gamma = 17.5$ Тл) показаны на рис. 4 красной пунктирной линией. Он получен в предположении, что магнитный момент на ионах железа равен $5\mu_B/\text{Fe}^{3+}$. Модельный спектр близок к экспериментальному.

Моделирование спектров ЯМР в магнитоупорядоченных фазах проводилось так же, как и в предыдущих работах (см. [9, 22]). В случае магнитных структур с волновыми векторами $(1/3, 1/3, k_z)$ дипольные поля от ионов Fe^{3+} на ядрах ^{87}Rb вызваны только компонентами магнитных моментов, параллельными приложенному полю, поскольку дипольные поля от компонент, перпендикулярных полю, компенсируют друг друга. Проекция магнитных моментов трех подрешеток вдоль статического поля H для структуры U совпадают. Таким образом, для фазы U ожидается, что спектр ЯМР будет иметь форму одной линии. Красная пунктирная линия, показанная на рис. 6 для $T = 1.5$ К, представляет собой спектр ЯМР, рассчитанный в рамках модели U-фазы с проекцией магнитного момента ионов Fe^{3+} на поле равное $2.4\mu_B/\text{Fe}^{3+}$. Это значение магнитного момента определено из измерений $M(H)$ при 1.6 К приведено на рис. 3 в работе [2].

Рассмотрим возможность реализации V-структуры в X-фазе, как это предложено в работах [11, 13]. Рассчитанные спектры для планарной соизмеримой V-структуры с волновым вектором $(1/3, 1/3, 1/3)$ показаны на рис. 4 синими пунктирными линиями. Для такой структуры ожидается спектр, состоящий из двух линий, причем интенсивность линии в большем поле ожидается вдвое больше интенсивности линии в меньшем поле [9]. Модельные спектры на рис. 4 вычислены для магнитного момента ионов Fe^{3+} равного $5\mu_B$. Расщепление модельных спектров уменьшается с увеличением поля и исчезает в поле насыщения. Экспериментальные спектры не показывают каких-либо заметных изменений при переходе от фазы U к фазе X. Таким образом, мы можем исключить V-структуру из рассмотрения как возможную структуру в X-фазе.

В работе [9] при исследовании магнитных фаз при $H \perp C_3$ была идентифицирована несоизмеримая веерная магнитная структура в полях ниже насыщения, а не соизмеримая V-фаза, ожидаемая в 2D-модели. Структура этой фазы была установлена с помощью ЯМР-экспериментов и нейтронной дифракции. Веерная фаза $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ может быть успешно описана периодическими соизмеримыми колеба-

ниями магнитных моментов вокруг направления поля в каждом слое Fe^{3+} в сочетании с несоизмеримой модуляцией магнитной структуры перпендикулярно слоям. Мы рассчитали спектры ЯМР ^{87}Rb для модельной веерной структуры с ориентацией спинов на ионах железа, приведенной в [9]. Эти спектры показаны на рис. 4 пунктирными пурпурными линиями. Рассчитанные спектры демонстрируют широкую линию с двумя максимумами на границах, обычную для несоизмеримых структур. Здесь мы предполагаем, что несоизмеримый вектор структуры равен $(1/3, 1/3, k_{ic})$, при этом $k_{ic} \approx 0.5$, как это было установлено экспериментально в U-фазе [3]. Таким образом, моделирование спектров ЯМР с точки зрения либо V, либо веерной структуры несовместимо с одиночными линиями, наблюдаемыми экспериментально.

В заключение, опишем основные особенности X-фазы, известные из литературы и полученные в настоящей работе.

1. Выявлены границы X-фазы в виде аномалий на полевых зависимостях диэлектрической проницаемости [13], скорости звука [11] и скорости спинрешеточной релаксации T_1^{-1} ЯМР ^{87}Rb .

2. Электрическая поляризация, характерная для фазы U, не наблюдается в фазе X [13].

3. Проекция эффективных полей от магнитных соседей вдоль направления H на всех ионах рубидия одинаковы во всей исследованной области полей и температур. Этот результат согласуется с U- и PM-структурами и не согласуется с V- и веерной структурами.

4. Сдвиг Найта ^{87}Rb , пропорциональный намагниченности $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$, демонстрирует перегиб в полевой зависимости при переходе от U-фазы к X-фазе. Этот сдвиг можно объяснить увеличением магнитной восприимчивости в этом поле примерно на 25%. Удивительно, но дифференциальная восприимчивость dM/dH не демонстрирует заметного изменения при переходе от фазы U к фазе X [12, 13]. Возможно, это различие связано с неравновесным магнитным состоянием при измерениях в импульсных полях.

В результате мы предлагаем две возможные магнитные структуры для X-фазы, которые согласуются с наблюдаемыми спектрами ЯМР.

1. Зонтичная (U) магнитная структура в каждой отдельной треугольной плоскости с межплоскостным беспорядком.

2. Спиновая структура с тензорным параметром порядка внутри каждой треугольной плоскости.

Для обеих структур проекции моментов на направление поля одинаковы для всех ионов Fe^{3+} , в результате чего в спектрах ЯМР ^{87}Rb ожидается одна линия, которая согласуется с экспериментом.

Благодарности. Мы благодарны А. И. Смирнову, С. С. Сосину, А. В. Сыромятникову и М. Е. Житомирскому за стимулирующие дискуссии.

Финансирование. Работа в части моделирования ЯМР-спектров была поддержана Российским научным фондом (грант 22-12-00259). Работа в Национальной лаборатории сильных магнитных полей поддержана User Collaborative Grants Program (UCGP) under NSF Cooperative Agreement No. DMR-1157490 and DMR-1644779, and the State of Florida.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Inami, Y. Ajiro, and T. Goto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 2374 (1996).
2. L. E. Svistov, A. I. Smirnov, L. A. Prozorova, O. A. Petrenko, L. N. Demianets, and A. Ya. Shapiro, *Phys. Rev. B* **67**, 094434 (2003).
3. G. A. Jorge, C. Capan, F. Ronning, M. Jaime, M. Kenzelmann, G. Gasparovic, C. Broholm, A. Ya. Shapiro, and L. N. Demianets, *Physica B* **354**, 297 (2004).
4. L. E. Svistov, A. I. Smirnov, L. A. Prozorova, O. A. Petrenko, A. Micheler, N. Büttgen, A. Y. Shapiro, and L. N. Demianets, *Phys. Rev. B* **74**, 024412 (2006).
5. S. E. Korshunov, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **19**, 5927 (1986).
6. D. H. Lee, J. D. Joannopoulos, J. W. Negele, and D. P. Landau, *Phys. Rev. B* **33**, 450 (1986).
7. A. V. Chubukov and D. I. Golosov, *J. Phys.: Cond. Matt.* **3**, 69 (1991).
8. R. S. Gekht and I. N. Bondarenko, *J. Exp. Theor. Phys.* **84**, 345 (1997).
9. Yu. A. Sakhratov, O. Prokhnenko, A. Ya. Shapiro, H. D. Zhou, L. E. Svistov, A. P. Reyes, and O. A. Petrenko, *Phys. Rev. B* **105**, 014431 (2022).
10. M. Kenzelmann, G. Lawes, A. B. Harris, G. Gasparovic, C. Broholm, A. P. Ramirez, G. A. Jorge, M. Jaime, S. Park, Q. Huang, A. Ya. Shapiro, and L. A. Demianets, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 267205 (2007).
11. A. Zelenskiy, J. A. Quilliam, A. Ya. Shapiro, and G. Quirion, *Phys. Rev. B* **103**, 224422 (2021).
12. A. I. Smirnov, H. Yashiro, S. Kimura, M. Hagiwara, Y. Narumi, K. Kindo, A. Kikkawa, K. Katsumata, A. Ya. Shapiro, and L. N. Demianets, *Phys. Rev. B* **75**, 134412 (2007).
13. H. Mitamura, R. Watanuki, N. Onozaki, Y. Amoub, Y. Kono, S. Kittaka, Y. Shimura, I. Yamamoto, K. Suzuki, and T. Sakakibara, *J. Magn. Magn. Mat.* **400**, 70 (2016).
14. П. Ф. Клевцова, П. В. Клевцов, *Кристаллография* **15**, 953 (1970).
15. S. A. Klimin, M. N. Popova, B. N. Mavrin, P. H. M. van Loosdrecht, L. E. Svistov, A. I. Smirnov, L. A. Prozorova, H.-A. Krug von Nidda, Z. Seidov, A. Loidl, A. Ya. Shapiro, and L. N. Demianets, *Phys. Rev. B* **68**, 174408 (2003).
16. J. S. White, Ch. Niedermayer, G. Gasparovic, C. Broholm, J. M. S. Park, A. Ya. Shapiro, L. A. Demianets, and M. Kenzelmann, *Phys. Rev. B* **88**, 060409(R) (2013).
17. L. E. Svistov, A. I. Smirnov, L. A. Prozorova, O. A. Petrenko, L. N. Demianets, and A. Y. Shapiro, *Phys. Rev. B* **74**, 139901(E) (2006).
18. Kun Cao, R. D. Johnson, Feliciano Giustino, P. G. Radaelli, G.-C. Guo, and Lixin He, *Phys. Rev. B* **90**, 024402 (2014).
19. H. Mitamura, R. Watanuki, K. Kaneko, N. Onozaki, Y. Amou, S. Kittaka, R. Kobayashi, Y. Shimura, I. Yamamoto, K. Suzuki, S. Chi, and T. Sakakibara, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 147202 (2014).
20. A. Suter, M. Mali, J. Roos, and D. Brinkmann, *J. Phys.: Cond. Matt.* **10**, 5977 (1998).
21. Л. Е. Свистов, Л. А. Прозорова, Н. Бюттген, А. Я. Шапиро, Л. Н. Демьянец, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 133 (2005).
22. Yu. A. Sakhratov, M. Prinz-Zwick, D. Wilson, N. Büttgen, A. Ya. Shapiro, L. E. Svistov, and A. P. Reyes, *Phys. Rev. B* **99**, 024419 (2019).