

СПИН-ФЛОП-ПЕРЕХОД, ИНДУЦИРУЮЩИЙ МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ И МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ АНОМАЛИИ В МОНОКРИСТАЛЛЕ α -MnS

Г. М. Абрамова*, А. Л. Фрейдман, С. А. Скоробогатов, А. М. Воротынов, С. М. Жарков,
М. С. Моложеев, А. И. Панкрац

*Институт физики им. Л. В. Киренского Красноярского научного центра
Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 16 августа 2023 г.,
после переработки 24 октября 2023 г.
Принята к публикации 24 октября 2023 г.

В магнитных полях до 90 кЭ в температурном диапазоне 4.2–300 К выполнены экспериментальные исследования магнитных и магнитоотрицательных свойств монокристалла альфа-моносulfида марганца (α -MnS) с кубической (NaCl-типа) структурой. Обнаружены аномалии в полевых зависимостях намагниченности и продольной магнитоотрицательности, коррелирующие с поведением диэлектрической проницаемости вещества. Установлено, что в области температур ниже 130 К при изменении магнитного поля наблюдается магнитный переход типа спин-фlop ($H_{sf} \sim 50$ –70 кЭ), обусловленный магнитной анизотропией в плоскости легкого намагничивания. Изотермические исследования продольной магнитоотрицательности и относительного изменения диэлектрической проницаемости при этих же температурах показали, что обе характеристики достигают значений порядка 10^{-3} в полях 50–70 кЭ, испытывая аномалии при спин-фlop-переходе.

DOI: 10.31857/S004445102403009X

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное исследование соединений 3d-элементов (MnO, α -MnS, NiO) с гранецентрированной кубической (ГЦК) структурой NaCl-типа (пространственная группа $Fm\bar{3}m$, центросимметричная решетка) обусловлено обнаружением в них ряда физических свойств, важных для развития магноники и спинтроники, таких как спин-фононное взаимодействие, гибридизация фононных и магнитных мод, размерные эффекты, спин-фlop-переход [1–9].

Известны три структурные модификации моносulfида марганца [10], среди которых только альфа-фаза (α -MnS) является изоструктурной и изомагнитной окислам MnO и NiO. Вещества группы MnO являются коллинеарными антиферромагнетиками второго типа с ГЦК-решеткой NaCl-типа [11, 12]. Антиферромагнитный переход в α -MnS

при температуре Нееля $T_N = 150$ К сопровождается ромбоэдрическим искажением кубической гранецентрированной решетки [13–16], которое в случае MnO подтверждается методом инфракрасной спектроскопии. В отличие от MnO [17] в α -MnS с аналогичной кристаллической и магнитной структурой искажения решетки NaCl-типа методом инфракрасной спектроскопии не обнаружено [18]. Однако в результате исследования α -MnS и его твердых растворов методом мессбауэровской спектроскопии [19, 20] установлено локальное искажение октаэдрических позиций кубической гранецентрированной решетки в антиферромагнитном состоянии. В области магнитного перехода обнаружена аномалия температурного коэффициента расширения решетки [21], подтверждающая взаимосвязь магнитных и структурных свойств α -MnS. Изменение электрических и диэлектрических свойств кристалла α -MnS в магнитоупорядоченной фазе обнаружено в работах [22, 23]. Одним из возможных механизмов, объясняющих взаимосвязь электрических, диэлектрических, магнитных и структурных свойств явля-

* E-mail: agm@iph.krasn.ru

ется обменно-стрикционный механизм, важность которого для соединений типа MnO, α -MnS и NiO обсуждалась в работах [11–13, 24–27]. Магнитострикция α -MnS ранее не изучалась за исключением его твердых растворов $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ [28], температурные зависимости намагниченности α -MnS исследованы в магнитных полях до 50 кЭ [23]. Возможность спин-флоп-перехода в соединении MnO впервые рассмотрена в работе [29]. Результаты экспериментальных исследований для поликристалла MnO и для монокристалла NiO представлены в работах [30] и [8].

В данной статье представлены результаты экспериментального исследования влияния сильных магнитных полей до 90 кЭ на намагниченность и продольную магнитострикцию монокристалла α -MnS. При намагничивании кристалла вдоль оси [100] в области $T < 130$ К обнаружен скачок намагниченности, обусловленный спин-флоп-переходом, который вызван магнитной анизотропией в «легкой» плоскости. Исследования продольной магнитострикции и относительного изменения диэлектрической проницаемости показали, что обе характеристики испытывают аномалии при спин-флоп-переходе.

2. ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Технология синтеза монокристалла альфа-моносulfида марганца (α -MnS) представлена в работе [31]. Образцы были протестированы методом рентгеноструктурной дифракции в интервале 100–300 К. Рентгенограммы порошкообразного образца α -MnS для последующего уточнения структуры методом Ритвельда получены на дифрактометре D8-ADVANCE (K_α -излучение Cu) с использованием линейного детектора VANTEC. Эксперименты проведены при помощи температурной камеры Anton Paar TTK450. Расчеты и обработка массивов экспериментальных данных проведены с использованием программы DDM [32]. Было выполнено уточнение параметров ячейки, шкального фактора, профильных параметров и смещения нуля. Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошные линии) рентгенограммы исследуемого образца α -MnS при $T = 300$ К приведены на рис. 1.

Установлено, что при этой температуре кристаллическая структура вещества соответствует кубической гранецентрированной решетке типа NaCl (пр. группа $Fm\bar{3}m$) с параметром элементарной ячейки $a = 5.224(7)$ Å, результат согласуется с табличными данными (International Centre for Diffraction Data, 2016, Card 00-006-0518 green) и результата-

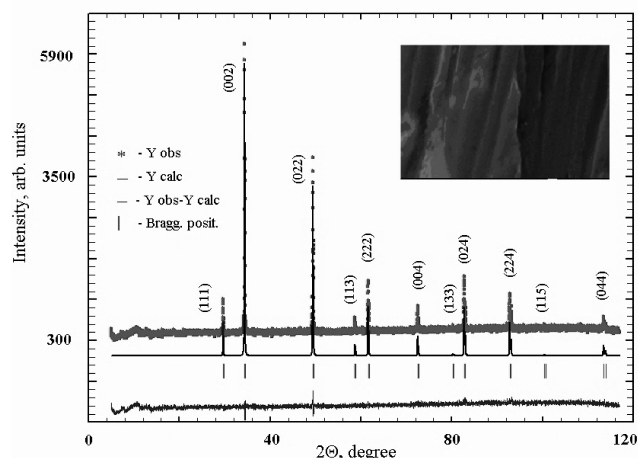


Рис. 1. Рентгенограммы монокристалла α -MnS при $T = 300$ К: экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошные линии). Вставка: SEM-скан поверхности кристалла

ми [13, 14]. Дополнительных структурных линий на рентгенограммах, указывающих на наличие примесных фаз, не обнаружено. Микроструктура монокристалла α -MnS и его элементный химический состав исследовались методом сканирующей электронной микроскопии (SEM) и EDS на оборудовании JEOL JSM-7001F с рентгеновским дисперсионным спектрометром (Oxford Instruments). На вставке рис. 1 показан один из SEM-сканов образца (разрешение 100 нм). Исследовались обе стороны плоскопараллельного монокристалла в разных точках поверхности. На основании результатов анализа более 10 измеренных спектров сделан вывод, что какие-либо дополнительные примеси в образце отсутствуют, а состав образца α -MnS в среднем соответствует содержанию $\text{Mn}_{0.992}\text{S}_{1.008}$. Исходный монокристалл имел форму параллелепипеда с гранями, совпадающими с плоскостями типа (100) решетки типа NaCl и впоследствии был разделен на три части, каждая из которых далее использовалась для измерения диэлектрических ($2 \times 3 \times 1$ мм³), магнитных ($2 \times 2 \times 1$ мм³), резонансных и магнитострикционных свойств ($2 \times 2 \times 7$ мм³). Измерения магнитострикции выполнены на емкостном dilatометре [33], разработанном на базе измерительной установки PPMS, позволяющей проводить измерения магнитострикции и коэффициента линейного температурного расширения при температурах от 1.85 до 350 К, магнитных полях до 90 кЭ. Измерялась продольная магнитострикция в магнитном поле, приложенном вдоль направления [100] образца. Температура измерительной ячейки в процессе полевых измерений поддерживалась постоянной с точностью $\pm 0.5^\circ$.

Учитывались паразитные емкости соединительных проводов и измерительной ячейки. Относительная ошибка измерения не превышала 5%. Измерения намагниченности выполнены на магнитометре PPMS-9T в интервале температур 4.2–300 К в магнитных полях до 90 кЭ для ориентации магнитного поля $H \parallel [100]$. Измерение диэлектрической проницаемости ϵ_r выполнено с помощью измерителя RLC Agilent Technologies E4980A. На противоположные плоскости пластинки толщиной $d = 1$ мм наносился проводящий клей на эпоксидной основе с серебряным наполнителем. При измерении диэлектрической проницаемости ϵ_r переменное ($f = 100$ кГц) электрическое поле $E = 1600$ В/м было ориентировано в направлении $[010]$ и перпендикулярно магнитному полю $H \parallel [100]$. Для подтверждения повторяемости результатов циклические измерения намагниченности и магнитострикции в магнитном поле выполнялись многократно при каждой заданной температуре.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведены полевые зависимости намагниченности кристалла α -MnS, измеренные при температурах 200 и 300 К в магнитных полях до 90 кЭ (здесь 3 — данные работы [23]).

В интервале температур $T \geq 150$ К намагниченность кристалла α -MnS имеет линейную зависимость, характерную для парамагнетиков. Температурные зависимости магнитной восприимчивости для изучаемого монокристалла α -MnS, измеренные в магнитных полях до 50 кЭ, приведены в работе [23]. Полученные данные близки к результа-

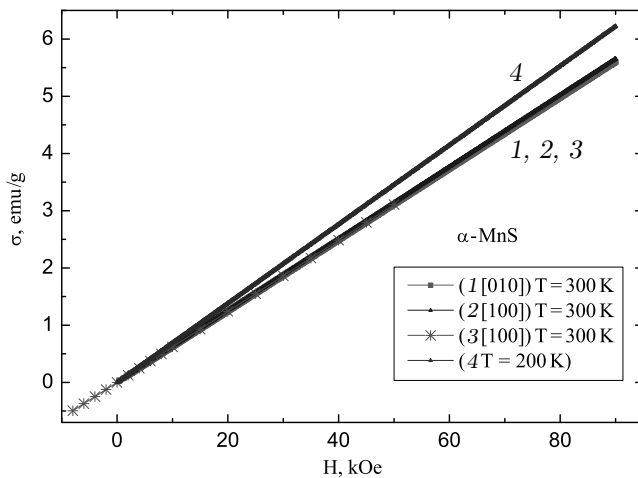


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности монокристалла α -MnS, измеренные при $T = 300$ К (1, 2 — данные настоящей работы, а 3 — [23]) и $T = 200$ К (4)

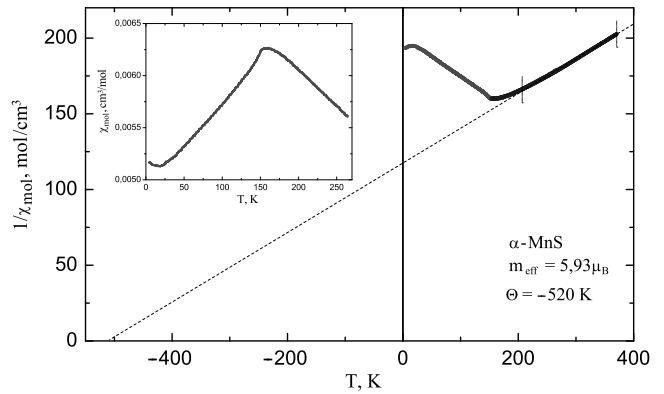


Рис. 3. Температурная зависимость обратной молярной восприимчивости монокристалла α -MnS, измеренная в магнитном поле $H = 500$ Э (красный) и 30 кЭ (синий). Вертикальными линиями показан линейный участок на температурной зависимости обратной молярной восприимчивости. На вставке — температурная зависимость прямой молярной восприимчивости монокристалла α -MnS

там [14, 34]. При температурах выше температуры Нееля обратная магнитная восприимчивость $1/\chi(T)$ монокристалла α -MnS (рис. 3) соответствует закону Кюри–Вейсса с отрицательной парамагнитной температурой Кюри–Вейсса $\Theta = -520 \pm 5$ К и эффективным магнитным моментом $\mu_{eff} = (5.93 \pm 0.01) \mu_B$. Приведенные экспериментальные значения Θ и μ_{eff} являются усредненными по всей серии измерений в различных полях. Полученное значение эффективного магнитного момента μ_{eff} согласуется с теоретическим значением $5.916 \mu_B$ с величинами $g = 2$, $S = 5/2$.

Значения температуры Нееля T_N и парамагнитной температуры Кюри–Вейсса Θ позволяют оценить параметры 180-градусного и 90-градусного обменов $J_2(180^\circ) = -4.2$ К, $J_1(90^\circ) = -5.3$ К с помощью известных соотношений [35] для антиферромагнетиков с ГЦК-решеткой и магнитным упорядочением второго типа:

$$k_B T_N = -(2/3)S(S+1)6J_2$$

и

$$k_B \Theta = (2/3)S(S+1)[12J_1 + 6J_2]$$

с гамильтонианом обменного взаимодействия

$$H = 2J_1 \sum_{i=1}^{12} S_i S_{i+1} + 2J_2 \sum_{j=1}^6 S_j S_{j+1},$$

где суммирование по i ведется по ближайшим 12 соседям, по j — по 6 вторым соседям.

Магнитное упорядочение второго типа в ГЦК-решетке и соответствующие обменные интегралы J_1 и J_2 представлены на рис. 4.

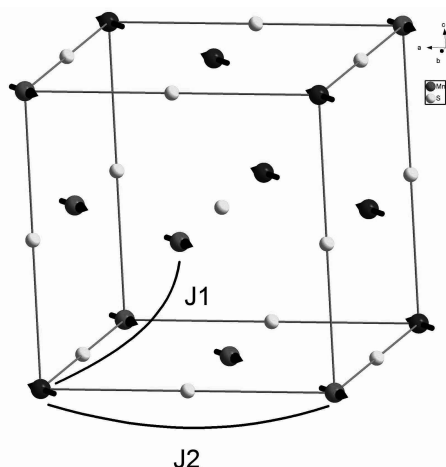


Рис. 4. Кристаллографическая ячейка α -MnS с магнитным упорядочением второго типа. Показаны пути обмена $J_2(180^\circ)$ и $J_1(90^\circ)$ через ионы серы. Синим и красным цветом обозначены ионы марганца, принадлежащие различным подрешеткам

В работах [14, 16] предполагалось, что в области $T_S = 130$ K в моносulfиде марганца с ГЦК-структурой (α -MnS) при понижении температуры ромбоэдрическое сжатие кристаллической решетки сменяется ромбоэдрическим удлинением.

В результате экспериментальных исследований установлено, что в магнитоупорядоченном состоянии полевые зависимости намагниченности и магнитострикции кристалла α -MnS существенно различаются в температурных областях выше и ниже 130 K.

В области 130–150 K полевые зависимости намагниченности $\sigma(H)$ монокристалла α -MnS сохраняют линейный характер в полях до 90 кЭ. Величины продольной магнитострикции $\lambda_{||}$ в магнитных полях до 90 кЭ в этом интервале температур типичны для изоструктурных и изомагнитных соединений MnO, NiO [36, 37] и не превышают значений $\lambda_{||} = +(1 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$. Механизм изменения магнитострикции в изоструктурных антиферромагнетиках MnO, NiO неоднократно обсуждался в литературе [11, 12, 16, 36, 37] и связывался с формированием сложной доменной структуры, включающей магнитные S - и структурные T -домены. При температурах ниже $T_S = 130$ K магнитные и магнитострикционные свойства монокристалла α -MnS резко изменяются. Обнаружено, что при изменении величины магнитного поля в интервале от -90 кЭ до 90 кЭ в области критического магнитного поля $\pm H_c$ наблюдается скачкообразное и обратимое изменение величины намагниченности $\pm \sigma(H)$, сопровождающееся магнитным гистерезисом. На рис. 5 приведены по-

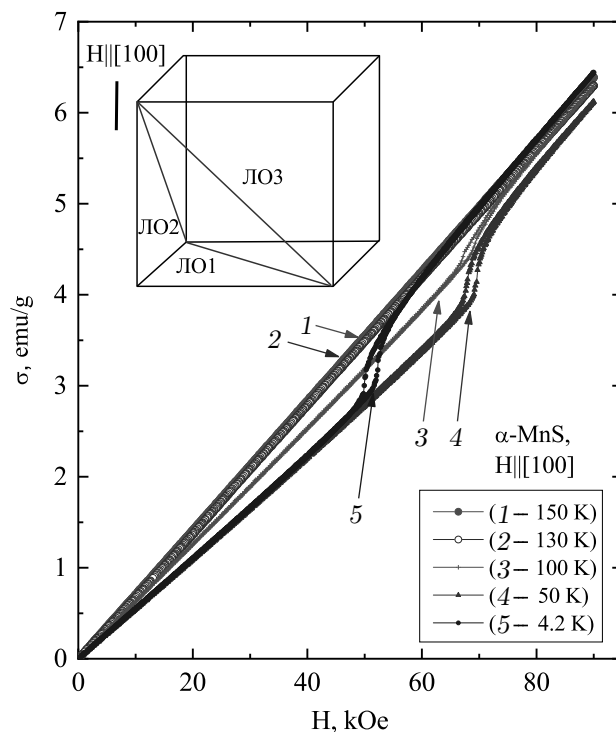


Рис. 5. Полевые зависимости намагниченности монокристалла α -MnS, измеренные при разных температурах. На вставке: три возможных направления легких осей анизотропии (ЛО) типа $\langle 110 \rangle$ в ГЦК-решетке типа NaCl обозначены цифрами 1, 2, 3

левые зависимости намагниченности кристалла α -MnS, измеренные в магнитных полях до 90 кЭ при различных температурах.

Результаты экспериментального исследования, в частности, различие в величинах магнитной восприимчивости до и после перехода, а также наличие гистерезиса свидетельствуют, что при заданной температуре в области $H_c = H_{sf}$ монокристалл α -MnS претерпевает магнитный переход типа спин-флоп. При охлаждении образца до температуры жидкого гелия наблюдается уменьшение величины $H_c = H_{sf}$ примерно от 70 кЭ для $T = 100$ K до примерно 50 кЭ при 4.2 K с одновременным ростом величины скачка намагниченности. Из представленных выше экспериментальных результатов следует, что критическое поле $H_{sf} \sim 50$ кЭ, найденное при $T = 4.2$ K для кристалла α -MnS, практически совпадает с полем спин-флоп-перехода в NiO [8] и MnO [30]. Обнаруженный экспериментально спин-флоп-переход в NiO ($H_{sf} = 54$ кЭ при $T = 5$ K) объясняется [8] в рамках модели [29] поворотом магнитных моментов ионов никеля в плоскостях типа (111), перпендикулярных тригональной оси $\langle 111 \rangle$, от направления $[11\bar{2}]$ к направлению $[1\bar{1}0]$. В отличие от NiO [8]

и MnO [30], в которых наличие спин-флоп-перехода фиксировалось по косвенным признакам (из анализа температурных зависимостей магнитной восприимчивости в поликристаллических образцах [30] или из полевых зависимостей производных от намагниченности по полю для монокристалла [8]), для $\alpha\text{-MnS}$ полевые зависимости намагниченности (рис. 5) имеют классический вид спин-флоп, проявляющийся в виде скачка намагниченности в области критического поля.

Обсудим природу спин-флоп-перехода, наблюдаемого в кристалле $\alpha\text{-MnS}$ в магнитном поле при $H \parallel [100]$. В результате нейтронографических исследований [16, 21, 38] при $H = 0$ установлено, что магнитная структура $\alpha\text{-MnS}$ при $T = 4.2$ К описывается в рамках представления, учитывающего направление вектора распространения антиферромагнитной структуры $\mathbf{Q} = k(1/2, 1/2, 1/2)$, который соответствует удвоению магнитной ячейки относительно кристаллографической и выделяет направление ромбоэдрической деформации кубической решетки $\langle 111 \rangle_Q$. В магнитных плоскостях типа (111), перпендикулярных направлению $\langle 111 \rangle$, магнитные моменты ионов Mn^{2+} ориентированы вдоль оси типа $[1\bar{1}0]$.

Анализ экспериментальных данных, представленных выше, выполнен в предположении, что $\alpha\text{-MnS}$ аналогично MnO и NiO является легкоплоскостным антиферромагнетиком, в котором в результате ромбоэдрических искажений формируется сложная доменная структура, состоящая из структурных Т-доменов и магнитных S-доменов. Вследствие кубической симметрии парамагнитного состояния в реальном кристалле возможны четыре направления ромбоэдрических искажений $\langle 111 \rangle$, что вызывает формирование структурных Т-доменов четырех типов. Перпендикулярно направлению искажения $\langle 111 \rangle$ располагаются ферромагнитно-упорядоченные плоскости типа (111), являющиеся легкими плоскостями анизотропии. Соседние плоскости (111) связаны между собой антиферромагнитным обменом. На вставке рис. 5 показана такая плоскость (111) для одного из четырех возможных Т-доменов. Вследствие слабой тригональной анизотропии в легких плоскостях существуют три возможных направления легких осей анизотропии (ЛО) типа $\langle 1\bar{1}0 \rangle$. Поскольку плоскость содержит три таких направления, обозначенных на рисунке ЛО₁, ЛО₂ и ЛО₃, в области кристалла, занятой одним Т-доменом, формируются три типа магнитных S-доменов с различными направлениями антиферромагнитного вектора $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$. При намагничивании вдоль одной из легких осей анизотропии (ЛО₁,

ЛО₂ или ЛО₃) спин-флоп-переход сопровождается поворотом вектора $\mathbf{L}$ от направления соответствующей ЛО (например, $[1\bar{1}0]$ для ЛО₁) к трудной оси $[\bar{2}11]$. Очевидно, что при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel [100]$ в магнитном домене с ЛО₁ спин-флоп-переход не происходит, так как вектор $\mathbf{L}$ уже перпендикулярен к направлению поля $\mathbf{H}$, и полевая зависимость намагниченности в этом домене определяется магнитной восприимчивостью $\chi_{\perp}$. В остальных S-доменах с ЛО₂ и ЛО₃ антиферромагнитные векторы составляют одинаковый угол $\pi/4$ с направлением поля, и полевые зависимости намагниченности в этих доменах в области полей $H < H_{sf}$ определяются суперпозицией восприимчивостей $\chi = (\chi_{\perp} + \chi_{\parallel})/2$.

В рамках псевдокубической симметрии решетки легкие плоскости остальных трех типов Т-доменов совмещаются с исходной легкой плоскостью, показанной на вставке рис. 5, последовательным вращением на угол $\pi/2$ вокруг направления поля $\mathbf{H} \parallel [100]$. Это объясняет, почему для этого направления поля, несмотря на наличие Т-доменов, спин-флоп-переход происходит одновременно при одинаковом для всех Т-доменов значении H_{sf}^{100} и поэтому имеет четко выраженную форму.

Таким образом, наблюдаемый при ориентации магнитного поля $\mathbf{H} \parallel [100]$ скачок намагниченности является отражением спин-флоп-переходов, происходящих в S-доменах с ЛО₂ и ЛО₃. А истинное критическое поле H_{sf} переходов для этих направлений может быть определено как проекция соответствующего критического поля H_{sf}^{100} на ЛО₂ и ЛО₃. Следовательно, истинное значение критического поля спин-флоп-перехода в легкой плоскости для направления $[100]$: $H_{sf} = H_{sf}^{100} \cos(\pi/4) = 36.2$ кЭ при $T = 4.2$ К. Это значение позволяет определить эффективное поле анизотропии в легкой плоскости как $H_{Az} = H_{sf}^2/2H_E$. Необходимое для этих вычислений значение эффективного обменного поля можно оценить из полевой зависимости намагниченности для области $H > H_{sf}$ (рис. 5), в которой намагниченность определяется магнитной восприимчивостью $\chi_{\perp} = M_0/H_E$ [39], где M_0 — намагниченность антиферромагнитных подрешеток. Таким образом, схлопывание антиферромагнитных подрешеток наступает в магнитном поле $H = 2H_E$. Из экспериментального значения $\chi_{\perp} = 7.15 \cdot 10^{-5}$ см³/г и намагниченности насыщения $M_S = 5\mu_B/\text{ф. ед.}$ для иона Mn^{2+} получается величина обменного поля $H_E = 2.2 \cdot 10^6$ Э (или 297 К). С использованием этого параметра получаем эффективное поле анизотропии в легкой плоскости кристалла $\alpha\text{-MnS}$ при $T = 4.2$ К как $H_{Az} = 290$ Э. Если сравнить с полем

анизотропии относительно главной оси анизотропии $\langle 111 \rangle$ $H_{A1} = 12.5$ кЭ (получено из щели для высокочастотной ветви антиферромагнитного резонанса $\omega_c = 22$ см $^{-1}$ [18]), то такое соотношение выглядит типичным для легкоплоскостных антиферромагнетиков, в которых анизотропия в легкой плоскости определяется инвариантами более высокого порядка, чем анизотропия относительно главной оси кристалла. В то же время абсолютное значение поля H_{A3} оказалось неожиданно большим для S-иона Mn^{2+} . Это значение почти в три раза превышает аналогичный параметр для NiO ($H_{A3} = 110$ Э [8]), магнитоанизотропные свойства которого определяются ионом Ni^{2+} с сильной спин-орбитальной связью. Для монокристалла MnO по данным антиферромагнитного резонанса [40] магнитная анизотропия в легкой плоскости при $T = 77$ К не обнаружена. Для сравнения еще можно привести эффективное поле анизотропии $H_{A3} = 3.3$ Э в легкой плоскости ромбоэдрического кристалла $YFe_3(BO_3)_4$ [41], магнитные свойства которого также определяются S-ионом Fe^{3+} .

Учитывая, что при исследовании полевых зависимостей намагниченности кристалла α -MnS в области температур 130–150 К спин-флоп-переход не проявляется, можно предположить, что появление относительно сильной анизотропии в легкой плоскости при $T < 130$ К обусловлено сменой знака ромбоэдрических искажений решетки при этой температуре и усилением этих искажений при дальнейшем понижении температуры. Отметим еще одну особенность спин-флоп-перехода в α -MnS. В опрокинутом состоянии при $H > H_{sf}$ антиферромагнитные векторы $\mathbf{L}$ во всех доменах ориентированы перпендикулярно приложенному магнитному полю. Следовательно, при спин-флоп-переходе фактически происходит монодоменизация кристалла. Однако совпадение полевых зависимостей намагниченности в области $H < H_{sf}$ при магнитоциклировании говорит о том, что при обратном переходе из опрокинутого состояния доменная структура восстанавливается. Наиболее вероятная причина восстановления доменной структуры заключается в том, что в кристалле существуют локальные (скорее всего ростовые) напряжения, ориентация которых различается в различных областях кристалла. В результате, при переходе в упорядоченное состояние в каждой конкретной области кристалла эти напряжения способствуют выбору определенного типа домена Ti с одной из четырех возможных осей ромбоэдрических искажений типа $\langle 111 \rangle$. Поскольку приложение внешнего магнитного поля не изменяет этих напряжений,

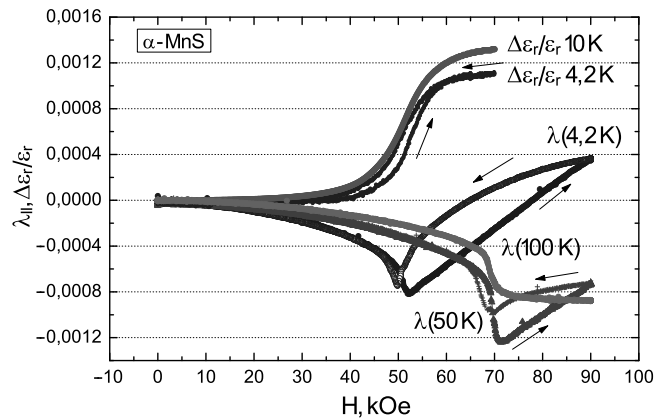


Рис. 6. Полевые зависимости относительной диэлектрической проницаемости ($\delta\epsilon_r/\epsilon_r$) и продольной магнитострикции $\lambda_{||} = \delta l/l$ для монокристалла α -MnS

то при уменьшении поля и переходе из монодоменированного спин-флоп-состояния в коллинеарную фазу исходная доменная структура восстанавливается так же, как и при переходе из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние. На рис. 6 приведены полевые зависимости магнитострикции $\lambda_{||}$ монокристалла α -MnS, измеренные при температурах 4.2, 50 и 100 К.

Отметим три яркие особенности магнитострикции, характерные для области температур ниже 130 К. Прежде всего, из сопоставления данных, представленных на рис. 5 и 6, следует, что в области спин-флоп-перехода наблюдается аномальное изменение продольной магнитострикции $\lambda_{||}$ в магнитном поле. Скачок магнитострикции при H_{sf} возрастает при понижении температуры, подобно скачку намагниченности образца, и достигает отрицательных значений порядка 10^{-3} , что на два порядка превышает значения, наблюдаемые для образца α -MnS в температурном интервале 130–150 К.

Кроме того, существенно различается характер полевой зависимости магнитострикции выше и ниже спин-флоп-перехода. Если при $H < H_{sf}$ магнитострикция нелинейно зависит от магнитного поля, то при $H > H_{sf}$ ее абсолютная величина линейно уменьшается с ростом поля. Интересной особенностью $\lambda_{||}(H)$ в области выше спин-флоп-перехода является необычный полевой гистерезис, наблюдаемый при $T = 4.2$ и 50 К. При уменьшении поля в области $H_{sf} = 90$ кЭ наблюдается существенно нелинейное изменение магнитострикции, которое практически зеркально отображает поведение при $H \leq H_{sf}$. Гистерезисное поведение $\lambda_{||}(H)$ выше спин-флоп-перехода хорошо воспроизводится

при магнитоциклировании. Отметим, что величина $\lambda_{\parallel}(H)$ для кристалла α -MnS оказалась на порядок выше, чем в $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ [28]. Данные о поведении магнитострикции для MnO и NiO в сильных магнитных полях нам не известны.

Отметим, что оцененное выше поле анизотропии в легкой плоскости кристалла α -MnS является эффективным полем, которое, скорее всего, содержит не только вклад магнитной кристаллографической анизотропии, но и другие вклады — в первую очередь вклад ростовой анизотропии и магнитоупругий вклад. Возможно, именно значительный магнитоупругий вклад является причиной необычно большого значения эффективного поля анизотропии в легкой плоскости кристалла.

На рис. 6 также представлены полевые зависимости изменения действительной части диэлектрической проницаемости ($\delta\epsilon_r/\epsilon_r$), измеренные при $T = 4.2\text{ K}$ и $T = 10\text{ K}$ ($f = 100\text{ кГц}$). Результаты свидетельствуют, что обнаруженное ранее [23] изменение ($\delta\epsilon_r/\epsilon_r$) монокристалла α -MnS в области $H_c \sim 50\text{ кЭ}$ при 4.2 K коррелирует с магнитным переходом типа спин-флоп и магнитострикционным процессом. При этом относительное изменение величины ($\delta\epsilon_r/\epsilon_r$) при $H = H_{sf}$ имеет порядок 10^{-3} , сопоставимый с изменением величины магнитострикции $\lambda_{\parallel}$. Поскольку аномальные изменения ($\delta\epsilon_r/\epsilon_r$) и $\lambda_{\parallel}$ для α -MnS в магнитном поле происходят одновременно при спин-флоп-переходе, а также, учитывая одинаковый порядок изменения этих характеристик при переходе, можно предположить, что магнитодиэлектрический эффект связан с изменением магнитострикции.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены исследования намагниченности и магнитострикции монокристалла α -MnS с кубической гранецентрированной решеткой типа NaCl в широком диапазоне температур 4.2–300 K и магнитных полей до 90 кЭ. Обнаружено, что в области температур ниже 130 K при изменении магнитного поля, ориентированного вдоль кристаллографической оси [001], наблюдается скачок намагниченности при достижении критического поля, которое в зависимости от температуры меняется в интервале 50–70 кЭ. Показано, что этот скачок обусловлен спин-флоп-переходом, происходящим в легкой плоскости типа (111) кристалла и обусловлен магнитной анизотропией в этой плоскости.

Изотермические исследования продольной магнитострикции и относительного изменения диэлектрической проницаемости при этих же температурах показали, что обе характеристики достигают значений порядка 10^{-3} в полях 50–70 кЭ, испытывая аномалии при спин-флоп-переходе.

Благодарности. Авторы благодарны О. А. Баюкову и Д. А. Балаеву за плодотворное обсуждение экспериментальных результатов, а также центру коллективного пользования ФИЦ КНЦ за предоставленную возможность выполнения экспериментальных работ.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. B. Jungfleisch, W. Zhang, and A. Hoffmann, *Phys. Lett. A* **382**, 865 (2018).
2. A. A. Bukharaev, A. K. Zvezdin, A. P. Pyatakov et al., *Physics-Uspekhi* **61**, 1175 (2018)
3. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga et al., *Nature Physics* **11**, 453 (2015).
4. E. Aytan, B. Debnath, F. Kargar et al., *Apl. Phys. Lett.* **111**, 252402 (2017).
5. S. Palchoudhury, K. Ramasamy, R. Gupta et al., *Front. Mater.* **5**, 83 (2019).
6. S. Baierl, J. H. Mentink, M. Hohenleutner et al., *Phys. Rev. Lett.* **117**, 197201 (2016).
7. D. A. Balaev, A. A. Krasikov, S. I. Popkov et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **539**, 168343 (2021).
8. F. L. A. Machado, P. R. T. Ribeiro, J. Holanda et al., *Phys. Rev. B* **95**, 104418 (2017).
9. R. B. Pujary, A. C. Lokhande, A. A. Ayday et al., *Materias and Design*. **108**, 511 (2016).
10. C. N. R. Rao and K. P. R. Picharody, *Prog. Sol. St. Chem.* **10**, 207 (1976).
11. W. L. Roth, *J. de Physique, suppl. C7* **38**, C7-151 (1977).
12. M. E. Lines and E. D. Jones, *Phys. Rev.* **141**, 525 (1966).
13. B. Morosin, *Phys. Rev. B* **1**, 236 (1970).
14. H. H. Heikens, G. A. Wiegers, and C. F. Bruggen, *Sol. St. Commun.* **24(3)**, 205 (1977).
15. H. van der Heide, C. F. van Bruggen, G. A. Wiegers, and C. Haas, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **16**, 855 (1983).

16. W. Kleemann and F. J. Schafer, J. Magn. Magn. Mater. **25**, 317 (1982).
17. T. R. Ch. Kant, F. Mayr, and A. Loidl, Phys. Rev. B **77**, 024421 (2008).
18. J. V. Gerasimova, G. M. Abramova, V. S. Zhandun et al., J. Raman Spectrosc. **50**, 1572 (2019).
19. A. Tomas, L. Brossard, J. L. Dormann et al., J. Magn. Magn. Mater. **31**, 755 (1983).
20. G. M. Abramova, Yu. V. Knyazev, O. A. Bayukov et al., Phy. Sol. St. **63**, 68 (2021).
21. G. Abramova, Ju. Schefer, N. Aliouane et al., J. Aloys Compd. **632**, 563 (2015).
22. S. S. Aplesnin, L. I. Ryabinkina, G. M. Abramova et al., Phys. Sol. St. **46**, 2067 (2004).
23. G. Abramova, A. Freydmann, E. Eremin et al., J. Supercond. Nov. Magn. **35**, 277 (2022).
24. D. S. Rodbel and J. Owen, J. Appl. Phys. **35**, 1002 (1964).
25. T. Yildirim, A. B. Harris, and E. F. Shender, Phys. Rev. B **58**, 3144 (1998).
26. M. A. Carpenter, Z. Zhang, and Ch. J. Howard, J. Phys.: Cond. Matt. **24**, 156002 (2012).
27. Z. Zhang, N. Church, S.-Ch. Lappe et al., J. Phys.: Cond. Matt. **24**, 215404 (2012).
28. G. M. Abramova, G. Petrakovskiy, R. Zuberek, et al., JETP Lett. **90**, 207 (2009).
29. F. Keeper and W. O'Sullivan, Phys. Rev. **108**, 627 (1957).
30. D. Bloch, J. L. Feron, R. Georges et al., J. Appl. Phys. **38**, 1474 (1967).
31. Г. М. Абрамова, А. Л. Фрейдман, В. В. Соколов, Патент RU 2 793 017 C1 (2023).
32. L. A. Solovyov, J. Appl. Crystallogr. **37**, 743 (2004).
33. А. Л. Фрейдман, С. И. Попков, С. В. Семенов, и др., Письма в ЖТФ **44**, 79 (2018).
34. J. J. Banewicz and R. Lindait, Phys. Rev. **104**, 318 (1956).
35. Дж. Смарт, *Эффективное поле в теории магнетизма*, Мир, Москва (1968).
36. P. de V. du Plessis, S. J. van Tonder, and L. Alberts, J. Phys. C: Solid State Phys. **4**, 2565 (1971).
37. T. R. McGuire and W. A. Crapo, J. Appl. Phys. **33**, 1291 (1962).
38. S. Steger and V. Yu. Pomjakushin, VP Report PSI, Switzerland (2008).
39. E. A. Turov, *Physical Properties of Magnetically Ordered Crystals*, Academic, New York (1965).
40. V. S. Mandel, V. D. Voronkov, and D. E. Gromzin, J. Exp. Theor. Phys. **36**, 521 (1973).
41. A. Pankrats, G. Petrakovskii, L. Bezmatemyik et al., Phys. Sol. St. **50**, 79 (2008).