

03,05

## Магнитоимпеданс в сульфиде марганца, замещенного лутецием

© М.Н. Ситников<sup>1</sup>, С.С. Аплеснин<sup>1,2</sup>, А.М. Харьков<sup>1,¶</sup>, Х. Абдельбаки<sup>1</sup>, Ф.В. Зеленов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

¶ E-mail: khark.anton@mail.ru

Поступила в Редакцию 11 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 11 ноября 2022 г.

Принята к публикации 14 ноября 2022 г.

Исследованы компоненты импеданса, импеданс твердого раствора  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  ( $x < 0.2$ ) в интервале температур 80–500 К и частот 100– $10^6$  Hz. Найдена смена знака магнитоимпеданса по концентрации и температуре. Определен вклад реактивной и активной компонент в магнитоимпеданс. Установлена корреляция температур магнитоимпеданса с температурами максимумов затухания ультразвука и электровзвук. Частотные зависимости реактивной части импеданса описываются в модели Коул–Коула.

**Ключевые слова:** полупроводники, импеданс, магнитоимпеданс, затухание ультразвука.

DOI: 10.21883/FTT.2023.02.54293.527

### 1. Введение

Поиск новых материалов для спинтроники [1,2] является актуальной задачей. Перспективными являются соединения, обладающие магниторезистивным эффектом в области высоких температур [3–5]. В области комнатных температур хорошо исследованы полупроводники манганиты с колоссальным магнитосопротивлением в окрестности магнитного и зарядового упорядочения [6–8].

Оксиды переходных металлов типа  $R_{1-x}A_x\text{MnO}_3$  ( $R = \text{La}, \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}$  и др.,  $A = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Pb}$ ) являются объектами интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [9–14]. При изменении концентрации двухвалентного иона свойства манганитов существенно меняются и наблюдается ряд фазовых переходов с разнообразными типами структурного, магнитного, зарядового и орбитального упорядочения. В области фазовых переходов меняются кинетические характеристики, наблюдается эффект колоссального магнитосопротивления [15,16]. Основной акцент исследований сделан для концентраций  $x < 0.5$  в связи с существованием эффекта колоссального магнитосопротивления в области высоких температур, что делает их привлекательными для применения в спинтронике.

Пространственно-неоднородное распределение носителей заряда приведет к модификации обменных взаимодействий и образованию сложных магнитных структур и зарядового упорядочения. В области больших концентраций перовскитоподобная структура в манганитах существует только для ионов кальция, а для ионов  $A = \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Pb}$  реализуется гексагональная структура [9]. Допирование ионов кальция в  $\text{CaMnO}_3$  редкоземельными элементами приводит к последовательности магнитных фазовых переходов и к образованию зарядового упорядочения при  $x \sim 0.1$  выше температуры Нееля [17].

Характеристики магнитоимпеданса  $\text{La}_{0.67}\text{Pb}_{0.33}\text{MnO}_3$ , приготовленных золь-гель методом, отличаются от характеристик металлических гигантских магнитоимпедансных материалов. На низких частотах импеданс обнаруживает пик в слабом продольном поле, который исчезает в области высоких частот и резко падает с уменьшением магнитного поля. Магнитоимпеданс в золь-гель нанокристаллическом манганите зависит как от изменения диэлектрической проницаемости в магнитном поле, так и от магнитосопротивления на постоянном токе [18]. Максимум магнитоимпеданса существует в окрестности перехода металл–изолятор (МИ) в  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  и смещается к высоким температурам во внешнем электрическом поле [19]. Величина магнитоимпеданса в  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33-x}\text{Pb}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0–0.33$ ) в области перехода МИ в несколько раз превышает магнитосопротивление на постоянном токе [20]. В манганитах наибольшее значение магнитоимпеданса достигается при фазовых переходах МИ и при образовании зарядового упорядочения.

В неупорядоченных полупроводниках  $\text{Me}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  ( $\text{Me} = \text{Ag}$  и  $\text{Tm}$ ) с неизовалентным замещением обнаружен магнитоимпеданс и магнитосопротивление, величина и знак которых зависят от электрического поля, температуры и типа замещающего элемента [21]. В  $\text{Yb}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  ( $0.05 < x < 0.2$ ) ион иттербия находится в трехвалентном состоянии и максимум магнитоимпеданса найден в окрестности ян-Теллеровского перехода [22]. В твердом растворе  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  найдено отрицательное магнитосопротивление на постоянном токе и критическая температура исчезновения гистерезиса электрической поляризации [23]. Реактивная часть импеданса зависит от емкости, которая определяется диэлектрической проницаемостью. Диэлектрическая проницаемость в электрически неоднородных полупровод-

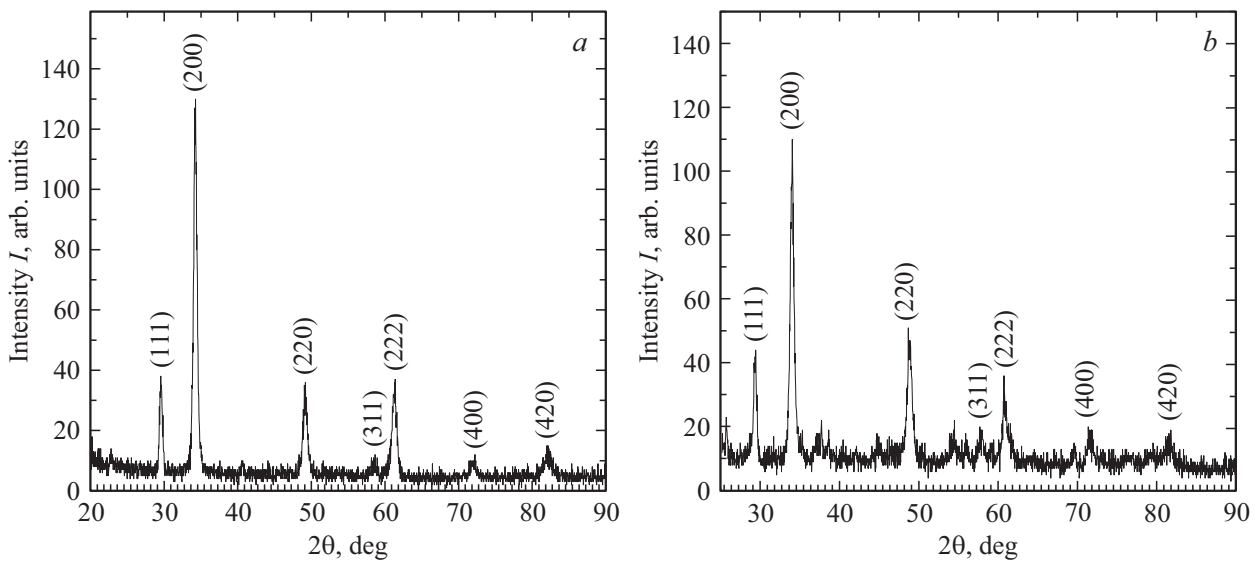


Рис. 1. Рентгенограмма  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  для концентраций  $x = 0.05$  (а),  $0.1$  (б).

никах обнаруживает магнитоэлектрический эффект в магнитном поле [24–26].

Цель настоящей работы — установить влияние размера неоднородности в результате увеличения концентрации замещения ионов марганца ионами лютетия в  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  на компоненты импеданса в магнитном поле, на корреляцию деформации структуры и зарядовых флуктуаций с магнитоимпедансом.

## 2. Материалы и методы

Твердые растворы  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  выращены кристаллизацией из расплава полученных порошковых сульфидов в стеклоглеродных тиглях и кварцевом реакторе в атмосфере аргона протягиванием реактора через одновитковый индуктор ВЧ установки. Полнота сульфидирования контролировалась методом рентгенофазового анализа и весовым контролем. Изучение фазового состава и кристаллической структуры синтезированных образцов проведено при комнатной температуре на рентгеновской установке ДРОН-3 с использованием  $\text{CuK}_\alpha$  — излучения в режиме набора информации „по точкам“.

На рис. 1 представлена рентгенограмма соединения  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ . Основные пики соответствуют ГЦК-структуре. Для концентрации  $x \geq 0.1$  появляются слабые дифракционные максимумы от примесной ромбической фазы.

Активная и реактивная компоненты импеданса измерены на приборе АМ-3028 в области частот 0.1–1000 kHz и температур 80–500 К без поля и в магнитном поле  $H = 8$  кОе. Затухание ультразвука исследовалось на образце размером  $6 \times 5 \times 4$  mm с двумя пьезодатчиками ЦТС-19 на расстоянии  $l = 4$  mm. На один из пьезодатчиков подавался прямоугольный импульс с длительностью 100 ns и на другом регистриро-

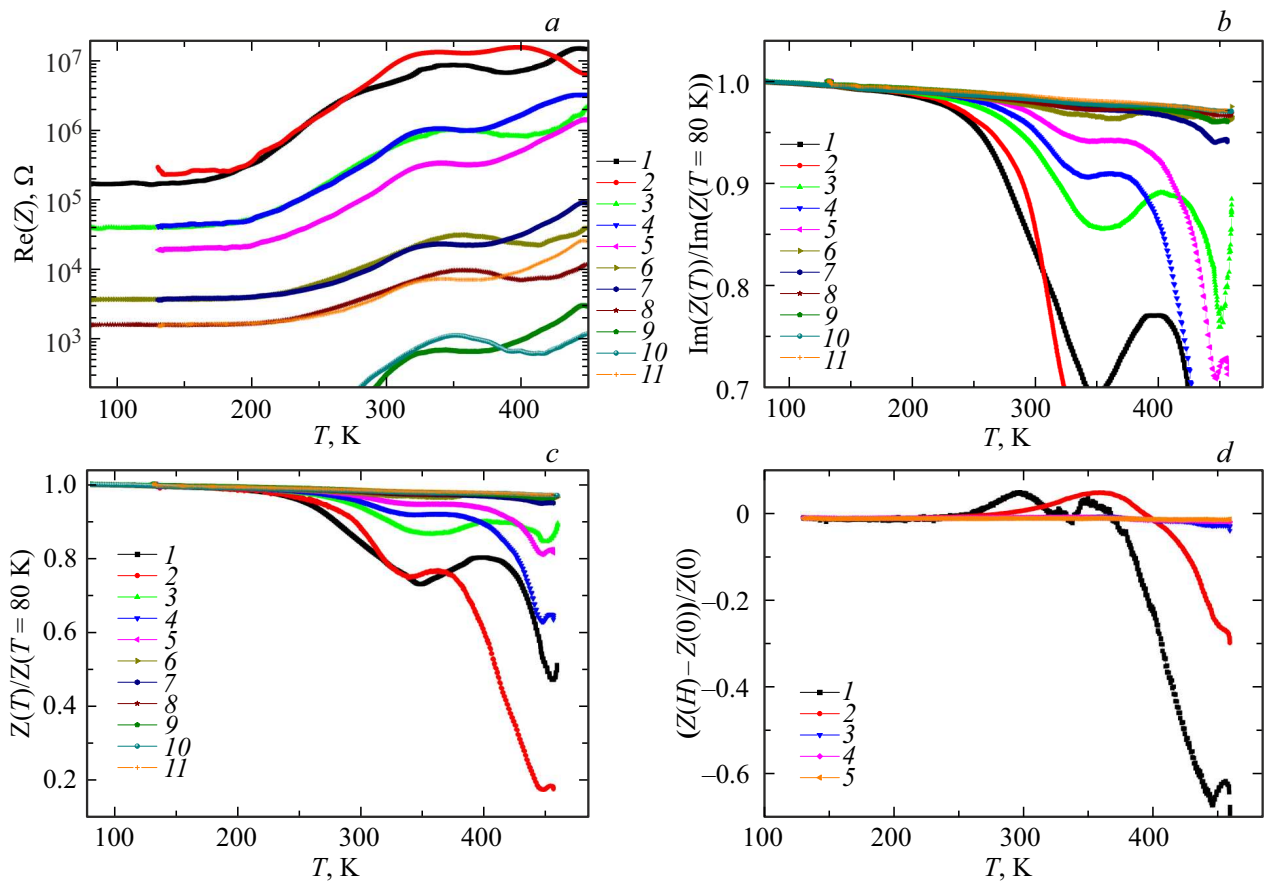
валось напряжение. Коэффициент затухания ультразвука определялся в виде:

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{U_{\text{in}}}{U_{\text{out}}}\right)}{l}, \quad (1)$$

где  $U_{\text{in}}$  — входное напряжение,  $U_{\text{out}}$  — регистрируемое напряжение после прохождения звуковой волны. Электроны (дырки) взаимодействуют с акустическими волнами, индуцируемые пьезодатчиками, за счет деформационного потенциала. Носители тока взаимодействуют с ультразвуком в результате увлечения электронов проводимости с бегущей звуковой волной, что приведет к разности потенциалов на образце к звукоэлектрическому эффекту — электрзвук.

## 3. Результаты и обсуждение

Размер неоднородности электрических состояний будем варьировать концентрацией замещения марганца лютетием. При малых концентрациях трехвалентные ионы лютетия окружены ионами марганца и формируют случайный потенциал в матрице. С ростом концентрации образуются кластеры ионов лютетия и области с различной подвижностью носителей заряда. Выше концентрации протекания атомов по ГЦК-решетке  $X_c = 0.17$  образуются домены с ионами лютетия и можно выделить макрообласти с различной проводимостью. Ниже концентрации протекания неизоэлектронное замещение приводит к образованию электронов и дырок, локализованных в потенциальных ямах. На внешней границе кластеров лютетия локализованы дырки, связанные кулоновским взаимодействием с электронами внутри кластера. Разные типы носителей заряда и степень их локализации будет приводить к отличному поведению компонент импеданса во внешнем магнитном поле. На



**Рис. 2.** Активная часть импеданса  $\text{Re}(Z)$  от температуры (а), нормированная реактивная часть импеданса  $\text{Im}(Z(T))/\text{Im}(Z(T = 80 \text{ K}))$  (b) и нормированный импеданс  $Z(T)/Z(T = 80 \text{ K})$  (c) без поля (1, 3, 6, 8, 10), и в магнитном поле  $H = 8 \text{ kOe}$  (2, 4, 5, 7, 9, 11) на частотах  $\omega = 1 \text{ kHz}$  (1, 2),  $5 \text{ kHz}$  (3, 4),  $10 \text{ kHz}$  (5),  $50 \text{ kHz}$  (6, 7),  $100 \text{ kHz}$  (8, 9),  $300 \text{ kHz}$  (10, 11) для  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ ,  $x = 0.05$ . Температурная зависимость магнитоимпеданса на частотах  $\omega = 1 \text{ kHz}$  (1),  $5 \text{ kHz}$  (2),  $50 \text{ kHz}$  (3),  $100 \text{ kHz}$  (4),  $300 \text{ kHz}$  (5) для  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ ,  $x = 0.05$ .

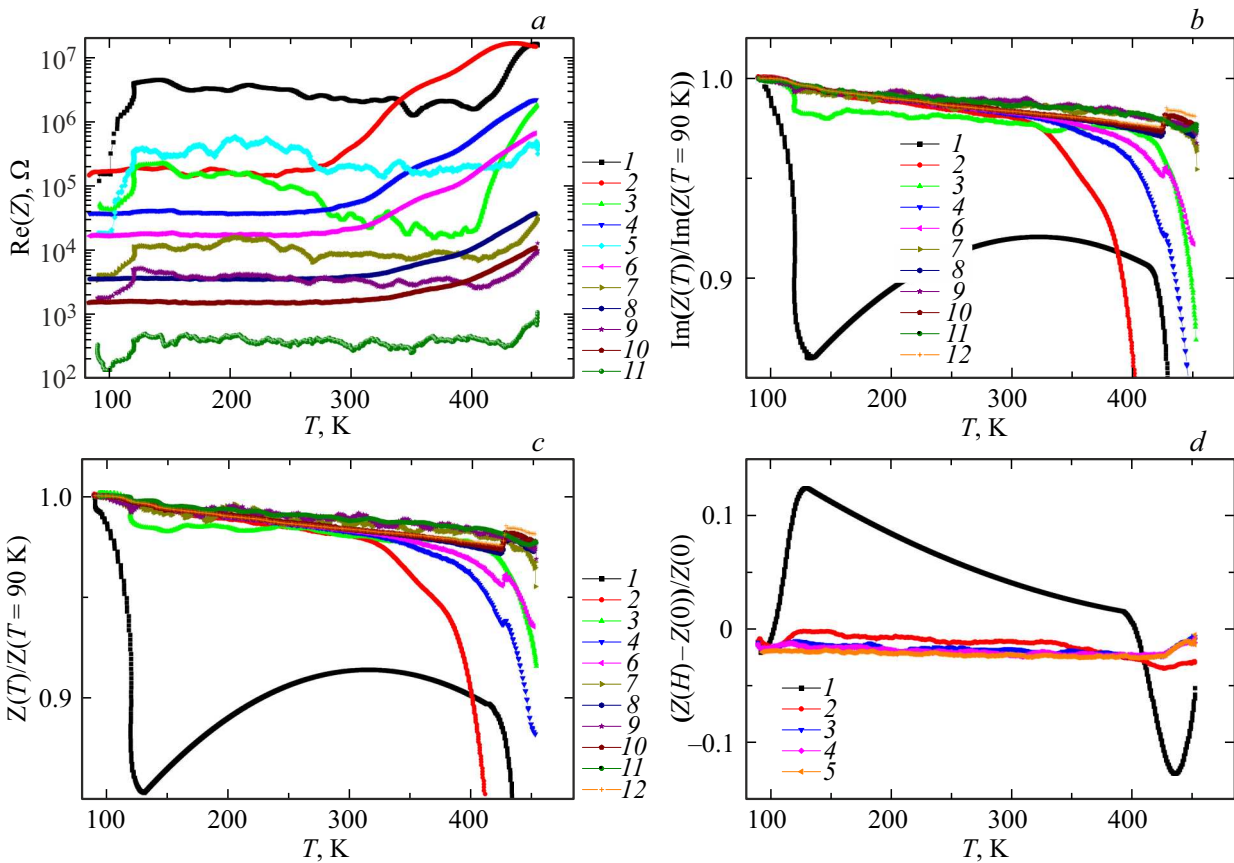
рис. 2 изображены компоненты импеданса на разных частотах от температуры.

В  $\text{Lu}_{0.05}\text{Mn}_{0.95}\text{S}$  активная  $\text{Re}(Z)$  и реактивная  $\text{Im}(Z)$  компоненты импеданса обнаруживают два экстремума по температуре. Температура максимума  $\text{Re}(Z)$  растет от  $T = 344 \text{ K}$  для  $\omega = 1 \text{ kHz}$  до  $356 \text{ K}$  для  $\omega = 300 \text{ kHz}$ . В магнитном поле температура максимума смещается в сторону низких температур. Температура второго максимума  $\text{Re}(Z)$  и минимума  $\text{Im}(Z)$  при  $445 \text{ K}$  не зависит от частоты. В результате смещения температуры минимума импеданса в магнитном поле магнитоимпеданс меняет знак от 4 до  $-60\%$  (рис. 2, c, d). На частотах выше  $50 \text{ kHz}$  изменение импеданса составляет порядка одного процента. Реактивная часть импеданса обратно пропорциональна емкости  $\text{Im}(Z) \sim 1/C$ , поэтому магнитоимпеданс обусловлен изменением диэлектрической проницаемости в магнитном поле.

Для концентрации  $x = 0.1$  сопротивление в  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  на переменном токе в окрестности температуры Нееля при  $T = 120 \text{ K}$  увеличивается больше, чем на порядок, температура скачка не зависит

от частоты (рис. 3, a). Сопротивление резко возрастает выше  $410 \text{ K}$ . В магнитном поле активная компонента импеданса плавно меняется в области магнитного фазового перехода и при нагревании выше  $340\text{--}390 \text{ K}$  превышает  $\text{Re}(Z)$  без поля. Температура, при которой  $\text{Re}(Z(H)) > \text{Re}(Z(0))$ , увеличивается с ростом частоты.

Реактивное сопротивление, также как импеданс, скачком уменьшается при  $T = 119 \text{ K}$ . Величина скачка резко уменьшается от  $14\%$  для  $\omega = 1 \text{ kHz}$ ,  $2\%$  для  $\omega = 5 \text{ kHz}$ ,  $0.3\%$  для  $\omega = 10 \text{ kHz}$ . В магнитном поле скачок исчезает. Основной вклад в магнитоимпеданс дает реактивная часть импеданса. Резкие изменения компонент импеданса в окрестности магнитного перехода вызваны наличием вырожденных электрон-дырочных состояний на границе кластера  $\text{LuS}$ , которые снимаются магнитным полем и спин-орбитальным взаимодействием. В магнитоупорядоченном состоянии дырки на  $\text{Mn}^{2+\delta}$  и электроны на  $\text{Lu}^{3-\delta}$  образуют определенный тип орбитально-зарядового упорядочения, связанного с подрешетками в антиферромагнетике (АФМ). Выше температуры Нееля орбитально-зарядовый порядок исчезает при  $430 \text{ K}$ , где



**Рис. 3.** Активная часть импеданса  $\text{Re}(Z)$  от температуры (а), нормированная реактивная часть импеданса  $\text{Im}(Z(T))/\text{Im}(Z(T = 90 \text{ K}))$  (b) и нормированный импеданс  $Z(T)/Z(T = 90 \text{ K})$  (c) без поля (1, 3, 5, 7, 9, 11) и в магнитном поле  $H = 8 \text{ kOe}$  (2, 4, 6, 8, 10, 12) на частотах  $\omega = 1 \text{ kHz}$  (1, 2),  $5 \text{ kHz}$  (3, 4),  $10 \text{ kHz}$  (5, 6),  $50 \text{ kHz}$  (7, 8),  $100 \text{ kHz}$  (9, 10),  $300 \text{ kHz}$  (11, 12) для  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ ,  $x = 0.1$ . Температурная зависимость магнитоимпеданса на частотах  $\omega = 1 \text{ kHz}$  (1),  $5 \text{ kHz}$  (2),  $50 \text{ kHz}$  (3),  $100 \text{ kHz}$  (4),  $300 \text{ kHz}$  (5) для  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ ,  $x = 0.1$ .

импеданс и реактивная часть скачком возрастают. Магнитоимпеданс представлен на рис. 3, d.

Выше концентрации протекания можно выделить три макрообласти, отличающиеся по проводимости и электронной плотности: домены LuS, MnS и граница между ними Mn–S–Lu. На рис. 4 изображены компоненты импеданса на разных частотах от температуры для  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ ,  $x = 0.2$ .

Сопротивление на переменном токе, вызванное электрическими потерями, проходит через максимум при нагревании. Температура максимума растет с ростом частоты. Реактивная часть импеданса уменьшается при нагревании и температуры максимумов производной  $d\text{Im}(Z)/dT$  и активной части импеданса совпадают. Для описания температурных зависимостей компонент импеданса используем модель Коул–Коула для диэлектрической проницаемости [27]:

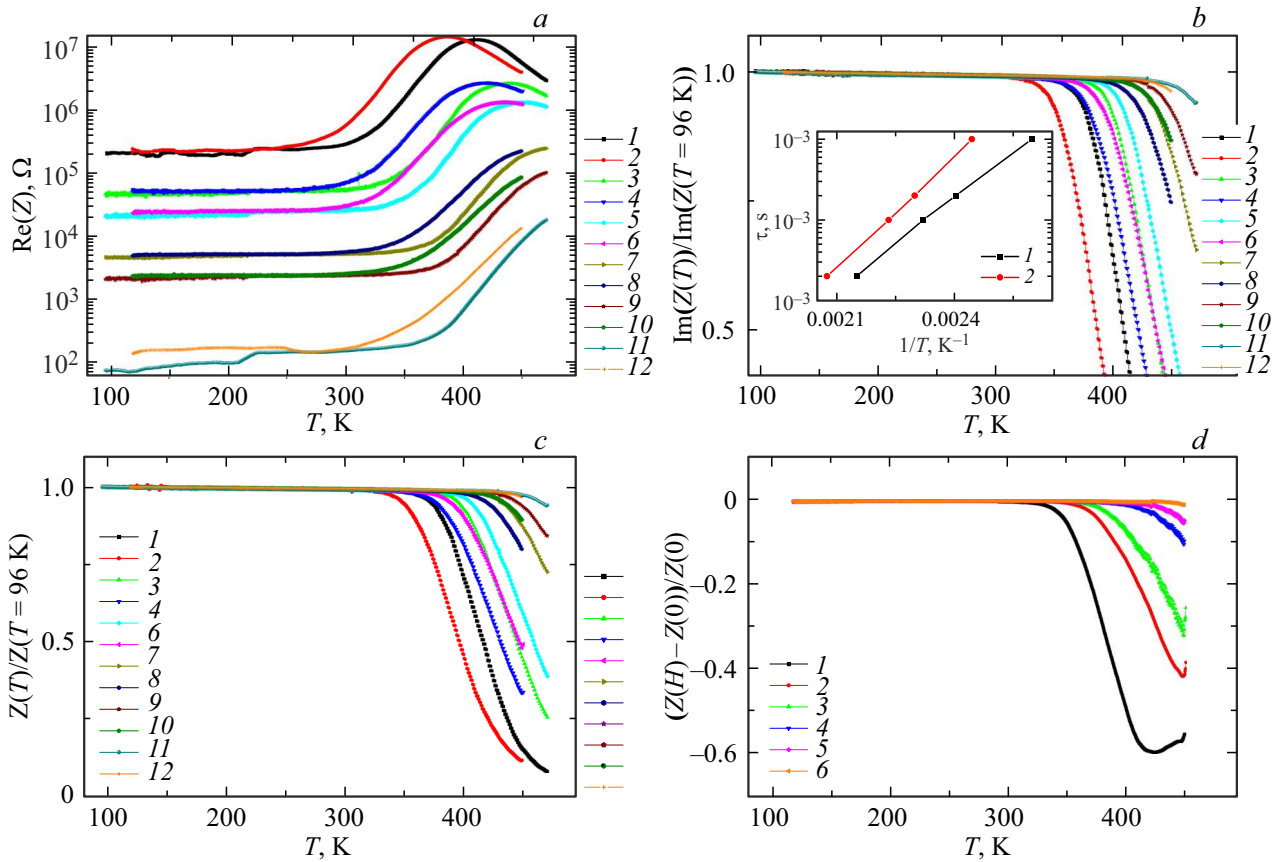
$$Z = \frac{A}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}}, \quad (2)$$

где время релаксации  $\tau$  определяется из условия  $\omega\tau = 1$ . На вставке рис. 4 зависимость  $\tau(1/T)$  хо-

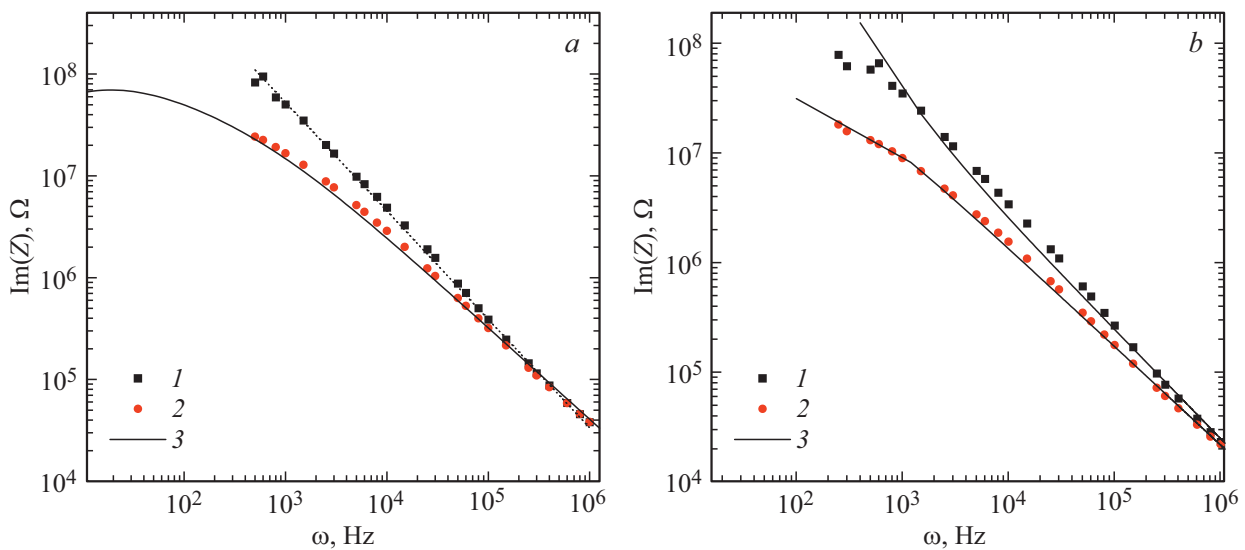
рошо описывается экспоненциальной зависимостью  $\tau = \tau_0 \cdot \exp(\Delta E/kT)$  с  $\Delta E = 0.76 \text{ eV}$  без поля и в магнитном поле  $H = 8 \text{ kOe}$  энергия активации увеличивается  $\Delta E = 0.9 \text{ eV}$ . Экспоненциальный рост времени релаксации обусловлен зарядовым упорядочением. Возможно при  $T = 340 \text{ K}$  формируется зарядовое упорядочение на границе кластера Mn–S–Lu и эти кластеры формируют состояние типа стекла. Импеданс существенно реагирует на магнитное поле выше температуры зарядового упорядочения в области частот  $10^3 - 10^5 \text{ Hz}$ . Основной вклад в магнитоимпеданс связан с реактивной частью, в частности с изменением емкости в магнитном поле.

Переход, вызванный зарядовыми флуктуациями, проявится в дисперсии мнимой части импеданса. На рис. 5 приведены частотные зависимости  $\text{Im}(Z)$  для двух предельных температур. Реактивная компонента импеданса обусловлена емкостью и для описания частотной зависимости используем модель Коул–Коула для диэлектрической проницаемости [28]:

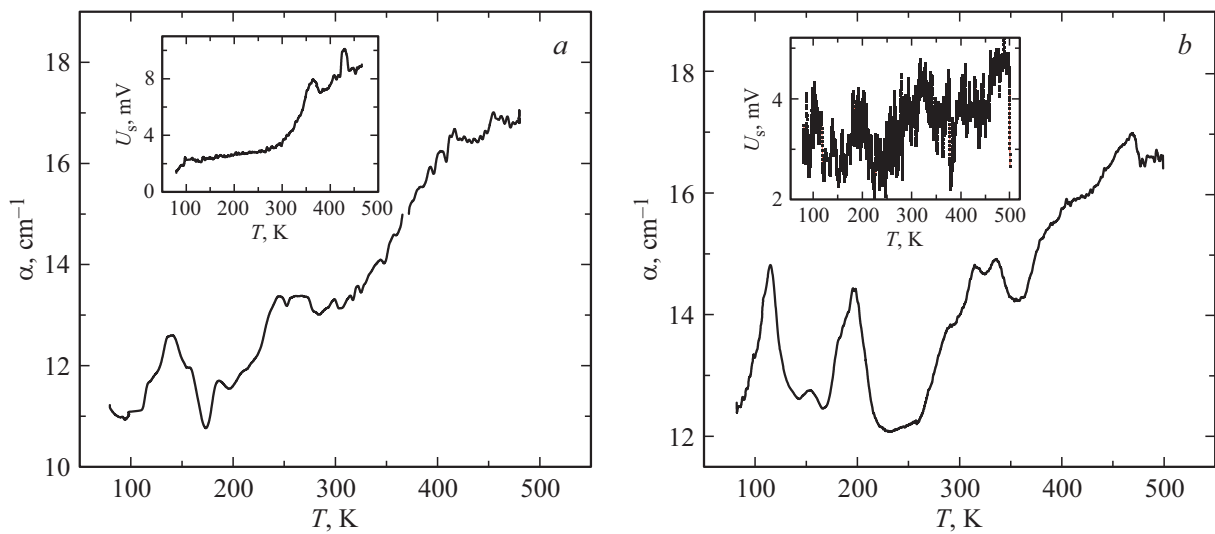
$$\text{Im}(Z) = Ar^{-1/2} \cos \theta, \quad (3)$$



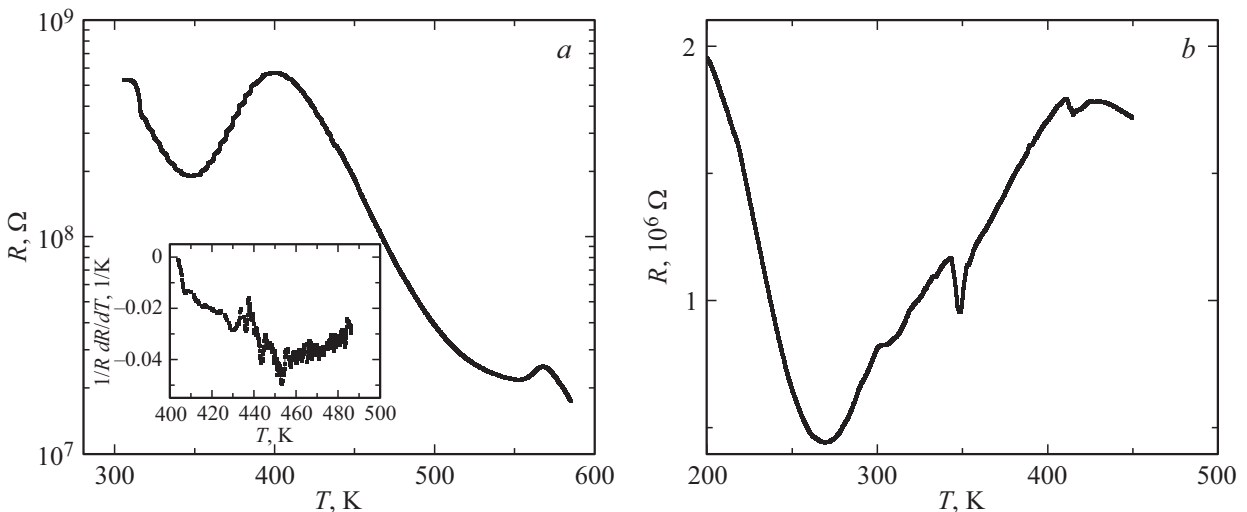
**Рис. 4.** Активная часть импеданса  $Re(Z)$  от температуры (a), нормированная реактивная часть импеданса  $Im(Z(T))/Im(Z(T = 96 K))$  (b) и нормированный импеданс  $Z(T)/Z(T = 96 K)$  (c) без поля (1, 3, 5, 7, 9, 11) и в магнитном поле  $H = 8 kOe$  (2, 4, 6, 8, 10, 12) на частотах  $\omega = 1 kHz$  (1, 2), 5 kHz (3, 4), 10 kHz (5, 6), 50 kHz (7, 8), 100 kHz (9, 10), 300 kHz (11, 12) для  $Lu_xMn_{1-x}S$ ,  $x = 0.2$ . Температурная зависимость магнитоимпеданса на частотах  $\omega = 1 kHz$  (1), 5 kHz (2), 10 kHz (3), 50 kHz (4), 100 kHz (5), 300 kHz (6) для  $Lu_xMn_{1-x}S$ ,  $x = 0.2$ . Вставка: зависимость времени релаксации от обратной температуры.



**Рис. 5.** Зависимость реактивной части импеданса  $Im(Z)$  от частоты  $\omega$  для  $Lu_xMn_{1-x}S$  с  $x = 0.1$  (a), 0.2 (b) при  $T = 300 K$  (1), 460 K (2). Подгоночные функции (3) согласно формулам (3–5).



**Рис. 6.** Температурная зависимость коэффициента затухания ультразвука  $\alpha$  для  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  с  $x = 0.05$  (a),  $0.2$  (b). Вставка: электрозвук  $U_s$  от температуры в  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  с  $x = 0.1$  (a),  $0.2$  (b).



**Рис. 7.** Температурная зависимость электросопротивления для  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  с  $x = 0.05$  (a),  $0.2$  (b). Вставка: Температурная зависимость  $1/R \, dR/dT$  для  $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  с  $x = 0.05$ .

$$r = \left[ 1 + (\omega\tau)^{1-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \right]^2 + \left[ (\omega\tau_0)^{1-\alpha} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \right]^2, \quad (4)$$

$$\theta = \arctg \left[ \frac{(\omega\tau_0)^{1-\alpha} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right)}{1 + (\omega\tau)^{1-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right)} \right]. \quad (5)$$

Параметр показателя степени  $\alpha$  описывает увеличение дисперсии и  $\alpha = 0$  соответствует модели Дебая. При комнатной температуре подгонка  $\text{Im}(Z(\omega))$  функцией (3) дает степень  $\alpha = 0.025$  (рис. 5, b). При нагревании до 340 К в  $\text{Lu}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{S}$  дисперсия  $\text{Im}(Z(\omega))$  возрастает до  $\alpha = 0.05$  и практически остается неизменной до 420 К и выше этой температуры возрастает до  $\alpha = 0.1$ . В модели Дебая используется одно время релаксации, в неупорядоченной системе существует спектр времен релаксации, который можно качественно описать одним

параметром  $\alpha$ , который показывает уширение распределения по временам релаксации. Для концентраций ниже концентрации протекания частотные зависимости  $\text{Im}(Z(\omega))$  не описываются в рамках модели Коул–Коула, за исключением  $T = 460$  К (рис. 5, a).

Структурные, магнитные и зарядовые переходы проявятся в затухании ультразвука. На рис. 6 представлен коэффициент затухания ультразвука в интервале температур 80–500 К. Низкотемпературные максимумы  $\alpha(T)$  при  $T = 138$  К,  $x = 0.05$  и  $T = 113$  К,  $x = 0.2$  наблюдаются в области магнитных фазовых переходах и связаны с деформацией решетки в результате магнитоупругого взаимодействия. Максимум  $\alpha(T)$  и электрозвук при  $T = 200$  К в  $\text{Lu}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{S}$  возможно вызван структурным переходом. Акустические фононы, возбуждаемые пьезодатчиком, увлекают электроны и создают разность



потенциалов на образце. Формирование зарядового упорядочения дырок на межкластерной границе LuS–MnS вызывает максимумы в  $\alpha(T)$  и в электрозвук при  $T = 330$  К. При этой температуре дисперсия реактивной части импеданса возрастает и электросопротивление на постоянном токе имеет максимум при 340 К (рис. 7, *b*).

Небольшой скачок в  $\alpha(T)$  при  $T = 452$  К при  $x = 0.05$  совпадает с температурой минимума  $\text{Im}(Z(T))$  и максимумом емкости. Температурный коэффициент сопротивления  $1/R \, dR/dT$  также обнаруживает минимум при этой температуре (вставка рис. 7, *a*). Использование разных методов: затухание ультразвука, импеданс и электросопротивление на постоянном токе дают аномалию при одной температуре. Возможно, при этой температуре происходят локальные искажения структуры в окрестности ионов лутеция, которые приводят к изменению электронной структуры. Электрозвук имеет острый максимум при 440 К. Выше концентрации протекания при  $x = 0.2$  максимум затухания звука и электрозвука сдвигается в область высоких температур до  $T = 470$  К. Максимумы затухания ультразвука при 400–420 К и отсутствие аномалий электрозвука при этих температурах вызваны упорядочением заряженных дефектов, на которых носители тока испытывают рассеяние и максимум электросопротивления (рис. 7).

#### 4. Заключение

В сульфидах марганца, замещенных лутецием, основной вклад в импеданс обусловлен реактивной частью. Найден максимум поглощения ультразвука в области магнитного фазового перехода в результате магнитоупругого взаимодействия. Определены две температуры зарядового упорядочения из электрозвука. При малых концентрациях зарядовое упорядочение сопровождается максимумом емкости и увеличением реактивной части импеданса в магнитном поле. Смещение минимума реактивной и максимума активной частей импеданса по температуре в магнитном поле приводит к смене знака магнитоимпеданса в окрестности перехода. При больших концентрациях лутеция увеличивается дисперсия импеданса, компоненты которого описываются в модели Коул–Коула. При высоких температурах максимум затухания связан с температурой упорядочения заряженных вакансий, сопровождающиеся максимумом электросопротивления по температуре и уменьшением импеданса в магнитном поле.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации № МК-620.2021.1.2.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.323>
- [2] А. Ферг. *УФН* **178**, 1336 (2008).
- [3] S.S. Aplesnin, M.N. Sitnikov. *JETP Lett.* **100**, 95 (2014). <https://doi.org/10.1134/S0021364014140021>
- [4] О.Б. Романова, В.В. Кретинин, С.С. Аплеснин, М.Н. Ситников, Л.В. Удод, К.И. Янушкевич. *ФТТ* **63**, 721 (2021).
- [5] M. Kreuzbruck, V. Mogwitz, F. Gruhl, L. Kienle, C. Korte, J. Janek. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 072102 (2005). <https://doi.org/10.1063/1.1866642>
- [6] Э.Л. Нараев. *УФН* **166**, 833 (1996).
- [7] М.Ю. Каган, К.Л. Кугель. *УФН* **171**, 577 (2001).
- [8] Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрыбин. *УФН* **171**, 121 (2001).
- [9] R. Gunnarsson, M. Hanson. *Phys. Rev. B* **73**, 014435 (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.014435>
- [10] Ю.А. Бойков, Т. Клаесон, В.А. Данилов. *ФТТ* **47**, 2189 (2005).
- [11] S.L. Cheng, C.H. Du, T.H. Chuang, J.G. Lin. *Sci. Rep.* **9**, 7828 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-44104-7>
- [12] A. Asamitsu, Y. Tomioka, H. Kuwahara, Y. Tokura. *Nature* **388**, 50 (1997). <https://doi.org/10.1038/40363>
- [13] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Устинов. *УФН* **188**, 801 (2018).
- [14] M. Hsini, L. Ghivelder, F. Parisi. *JMMM* **535**, 168059 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.168059>
- [15] J. Tao, D. Niebieskikwiat, M. Varela, W. Luo, M.A. Schofield, Y. Zhu, M.B. Salamon, J.M. Zuo, S.T. Pantelides, S.J. Pennycook. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 097202 (2009). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.097202>
- [16] J. Wu, J.W. Lynn, C.J. Glinka, J. Burley, H. Zheng, J.F. Mitchell, C. Leighton. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 037201 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.037201>
- [17] W.E. Pickett, D.J. Singh. *Phys. Rev. B* **53**, 1146 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.1146>
- [18] H. Qin, J. Hu, B. Li, Y. Hao, J. Chen, M. Jiang. *JMMM* **320**, 2770 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2008.06.011>
- [19] J. Hu, H. Qin, H. Niu, L. Zhu, J. Chen, W. Xiao, Yu. Pei. *JMMM* **261**, 105 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)01430-0](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)01430-0)
- [20] S. Biswas, S. Keshri. *Phase Transitions* **92**, 172 (2019). <https://doi.org/10.1080/01411594.2019.1566826>
- [21] О.Б. Романова, С.С. Аплеснин, М.Н. Ситников, Л.В. Удод. *JETP* **132**, 831 (2021). <http://doi.org/10.1134/S106377612103016X>
- [22] S.S. Aplesnin, M.N. Sitnikov, A.M. Kharkov, S.O. Kononov, A.M. Vorotinov. *JMMM* **513**, 167104 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.167104>
- [23] S.S. Aplesnin, M.N. Sitnikov, A.M. Kharkov, O.B. Begisheva, F.V. Zelenov. *Phys. Status Solidi B* **259**, 2100555 (2022). <https://doi.org/10.1002/pssb.202100555>
- [24] M.M. Parish, P.B. Littlewood. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 166602 (2008). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.166602>
- [25] M.M. Parish. *Phil. Trans. R. Soc. A* **372**, 20120452 (2014). <http://doi.org/10.1098/rsta.2012.0452>
- [26] S.S. Aplesnin, A.N. Masyugin, V.V. Kretinin, S.O. Kononov, N.P. Shestakov. *Phys. Solid State* **63**, 242 (2021). <https://doi.org/10.1134/S1063783421020025>
- [27] K.S. Cole, R.H. Cole. *J. Chem. Phys.* **9**, 341 (2004). <https://doi.org/10.1063/1.1750906>
- [28] А.С. Волков, Г.Д. Копосов, Р.О. Перфильев. *ФТТ* **125**, 364 (2018).

Редактор Ю.Э. Кутяев