

Исследования манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ методами магнитного резонанса

© Н.А. Виглин, С.В. Наумов, Я.М. Муковский*

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

* Московский институт стали и сплавов,
117936 Москва, Россия

E-mail: viglin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 13 февраля 2001 г.)

Методом магнитного резонанса исследованы монокристаллы $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ в диапазоне температур от 80 до 370 К. Обнаружено возникновение магнитостатических колебаний вблизи температуры Кюри. Приведен анализ причин, приводящих к появлению дополнительных линий в спектре ферромагнитного резонанса. Определены поле анизотропии и вид магнитной кристаллографической анизотропии в $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$. Обнаружены особенности магнитной кристаллографической анизотропии в $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$, связанные с видом его кристаллической структуры.

Работа выполнена при поддержке проекта INTAS (№ 30253) и НИР в рамках объединенного проекта № 5 Миннауки РФ (договор № 2.4.99).

Интерес к исследованию манганитов лантана вызван, по-видимому, не только своеобразием эффектов, наблюдающихся в этих соединениях, но и неоднозначной интерпретацией наблюдаемых явлений. Уникальные магнитные и электрические свойства этих соединений, в частности обнаруженное в них явление колоссального магнитосопротивления (КМС), в ряде опубликованных работ принято считать следствием так называемого состояния с разделением фаз, когда в материале одновременно сосуществуют пространственно разделенные ферромагнитные и антиферромагнитные области [1]. Так, например, были интерпретированы низкотемпературные нейтронографические исследования $\text{La}_{0.82}\text{Ca}_{0.18}\text{MnO}_3$, в результате которых были получены спектры, представляющие собой совокупность пиков, соответствующих антиферромагнитному и ферромагнитному упорядочению [2].

Очевидно, что возникновение в объеме кристалла областей с магнитными и электрическими свойствами, отличными от свойств оставшегося объема, делает такой кристалл неоднородным. Это в свою очередь приводит к неоднородному намагничиванию образца во внешних постоянном и переменном магнитных полях. Одним из способов обнаружения таких магнитных неоднородностей может быть исследование манганитов методом ферромагнитного резонанса, поскольку этот метод весьма чувствителен к неоднородному намагничиванию исследуемых образцов. В спектрах ферромагнитного резонанса в этом случае могут возникнуть искажение формы линии однородного резонанса и появиться дополнительные линии.

Базовым материалом для получения манганитов с большим эффектом КМС является антиферромагнетик LaMnO_3 с температурой Нееля $T_N = 141$ К [1]. Этот материал имеет орторомбическую структуру с параметрами $a \approx 5.74$, $b \approx 7.66$, $c \approx 5.53$ Å [3]. В кристалле LaMnO_3 происходит структурный переход от ортором-

бической структуры к ромбоэдрической при замещении приблизительно 18% La на Sr [1]. Более того, соединение $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ претерпевает несколько структурных переходов также и при изменении температуры [4]. Для $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ такой переход наблюдался при температуре порядка 100 К [1,4], а для $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ в литературе описано два структурных перехода: при температуре около 100 и вблизи 300 К [5]. Магнитная структура данного соединения ($\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$) также претерпевает изменение и переходит от антиферромагнитной при $x = 0$ к ферромагнитной с $T_c \approx 160$ К при $x = 0.1$ и $T_c \approx 300$ К при $x = 0.2$ [4].

Базовое стехиометрическое соединение LaMnO_3 содержит ионы La^{3+} и Mn^{3+} . На ионах Mn^{3+} ($3d^4$, $S = 2$, основное состояние — орбитальный дублет) наблюдался сигнал электронного парамагнитного резонанса с довольно большой шириной линии ($\Delta H \sim 2.5$ kOe [6]). В манганитах лантана, легированных двухвалентными ионами, замещающими трехвалентный лантан, наряду с ионами Mn^{3+} появляются ионы Mn^{4+} . Эти ионы могут появиться и в случае дефектов по La^{3+} , а также при нестехиометрии по кислороду. Ионы Mn^{4+} ($3d^3$, спин $S = 3/2$) в октаэдрическом кристаллическом поле находятся в основном состоянии, соответствующем орбитальному синглету A_2 . Вследствие этого спин-решеточная релаксация магнитных моментов этих ионов слабая, а линия сигнала ЭПР сравнительно узкая. Однако при конструировании модели парамагнитных центров, отвечающих за ЭПР сигнал в перовскитах марганца, важно учитывать, что в допированных соединениях имеется сильное обменное взаимодействие между ионами смешанной валентности (Mn^{3+} и Mn^{4+}). Такие пары ионов традиционно описываются моделью двойной обменной связи, в которой переход электрона между соседними ионами Mn^{3+} и Mn^{4+} осуществляется через цепочку Mn–O–Mn [7]. Таким образом, следует рассма-

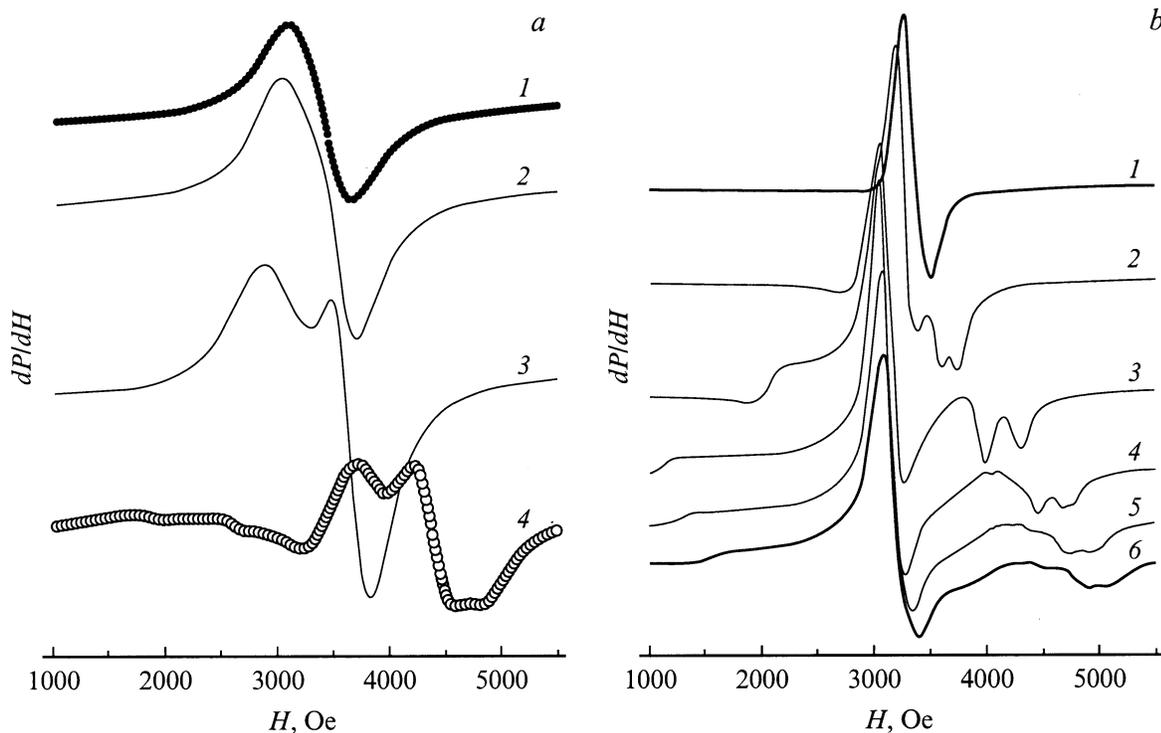


Рис. 1. Семейство спектров магнитного резонанса dP/dH , снятых при различных температурах для $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ (а): 1 — 180, 2 — 170, 3 — 160, 4 — 140 К и для $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ (б): 1 — 320, 2 — 310, 3 — 300, 4 — 290, 5 — 280, 6 — 270 К.

тривать систему, содержащую три части: ион Mn^{4+} , s ; ион Mn^{3+} , σ ; решетка L . Между компонентами такой системы существуют каналы релаксации, соответствующие скорости можно обозначить как R_{sL} , $R_{\sigma L}$, $R_{\sigma s}$ и $R_{s\sigma}$. В случае когда скорость релаксации $R_{\sigma L}$ ионов Mn^{3+} в решетку много меньше, чем скорость кросс-релаксации $R_{\sigma s}$ (или $R_{s\sigma}$) между ионами Mn^{4+} и Mn^{3+} , и когда прямой релаксацией ионов Mn^{4+} в решетку можно пренебречь (R_{sL} , $R_{\sigma L} \ll R_{\sigma s}$, $R_{s\sigma}$), возникает ситуация "узкого горла" [7].

1. Методика эксперимента

Исследования магнитного резонанса проводились на стандартном спектрометре X -диапазона ($\nu \approx 9.4 \text{ GHz}$) ERS-231 с прокачным азотным криостатом, позволяющим варьировать температуру образца от 80 до 400 К. Нами исследовались однофазные монокристаллические образцы $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ с температурой Кюри соответственно порядка 150 и 300 К. Заметим, что видоизменение спектров магнитного резонанса начинается при более высоких температурах. Так, для образцов $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ с температурой Кюри $T_c = 152 \text{ K}$ [5] видоизменение спектров происходит при 170 К (рис. 1). Для состава $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ с $T_c = 302 \text{ K}$ [8] видоизменение спектров магнитного резонанса начинается при 320 К. Причина такого несоответствия будет обсуждаться далее.

Для проведения корректных измерений магнитного резонанса в ферромагнитной области (ФМР) образцам была придана сферическая форма. При этом можно было избежать искажения линии ФМР за счет анизотропии формы образца, возникающей в образцах произвольной формы. Для этого на оправках с помощью алмазных полировальных паст из монокристаллов $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ вытачивались кубики с размером ребра около 1 мм. Затем из кубиков путем обкатки готовились сферы, которые полировались на абразивных пастах с последовательно уменьшающимся размером зерна. Окончательная полировка производилась на абразиве с размером зерна меньше $1 \mu\text{m}$. Оси кристалла в образцах определялись рентгенографическим способом, после чего образцы с помощью специального устройства приклеивались к кварцевой нити таким образом, чтобы ось c была расположена вдоль нити. Кварцевая нить являлась осью вращения образца при эксперименте, при этом внешнее магнитное поле находилось в плоскости, образованной пересечением осей b и a .

2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1, а изображено семейство спектров магнитного резонанса dP/dH , полученных на образце $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ сферической формы, с диаметром сферы 0.7 мм. На рис. 1, б изображено аналогичное семейство для сферы из $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$. Видно, что

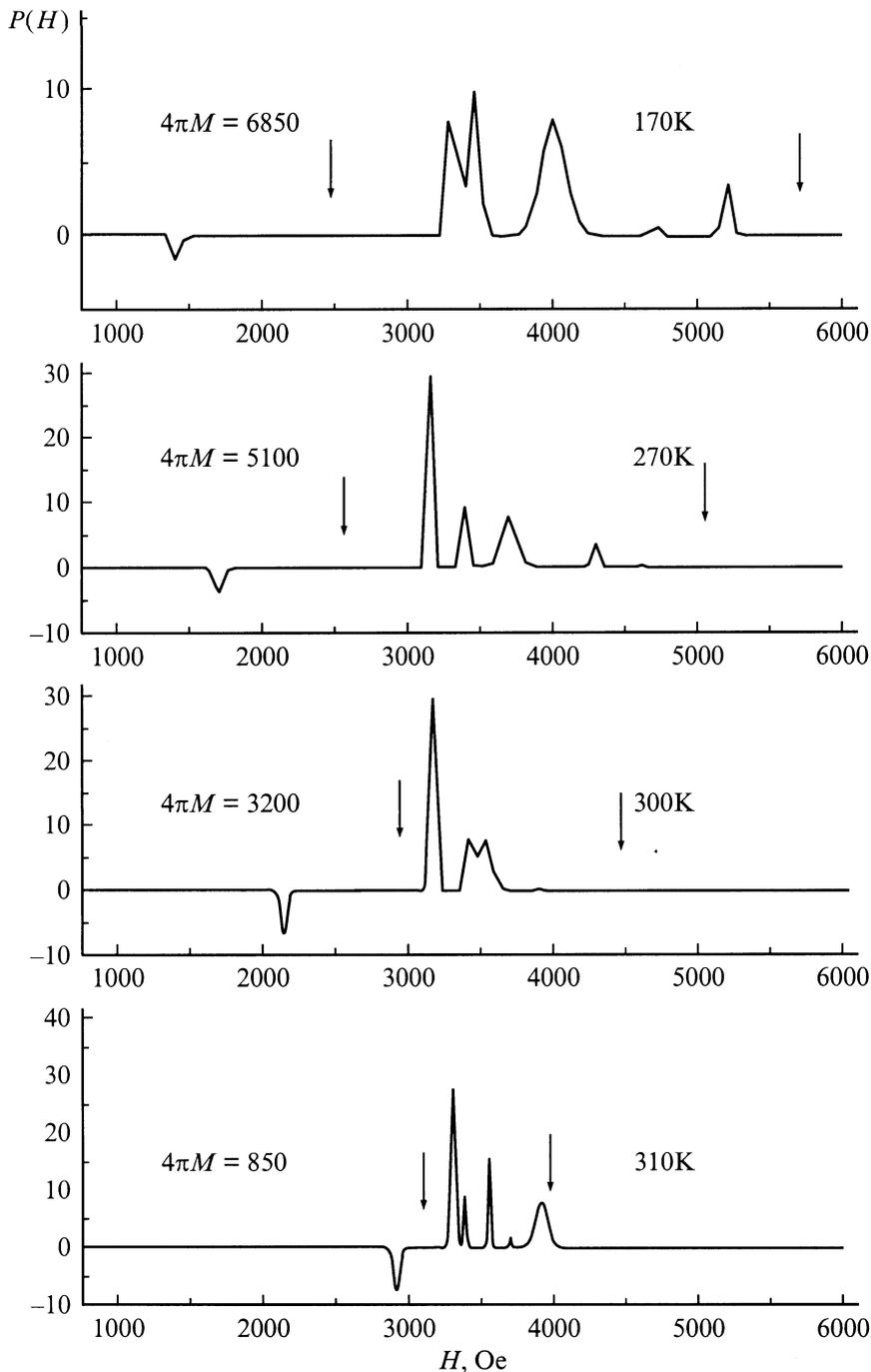


Рис. 2. Спектры магнитного резонанса $P(H)$ для $La_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3$ в виде суммы гауссовых функций с уменьшенной в 10 раз шириной линии. Относительная интенсивность линий и масштаб по магнитному полю сохранены.

одиночная линия магнитного резонанса при понижении температуры расщепляется на несколько линий. Резонансные поля этих сигналов при понижении температуры изменяются. Температура, при которой происходит видоизменение спектра, близка к T_c , но несколько выше ее. На рис. 2 изображены спектры магнитного резонанса для $La_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3$, а на рис. 3 — для $La_{0.9}Sr_{0.1}MnO_3$ при различных температурах. Для наглядности все пики изображены гауссовыми кривыми,

при этом резонансные поля показаны в реальном масштабе и сохранена относительная интенсивность сигналов, а ширина линий, чтобы линии не сливались, уменьшена в 10 раз. Видно, что для $La_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3$ все дополнительные пики укладываются в диапазон существования магнитоэластических волн, определяемый выражением $H_r - 2\pi M_0/3 < H < H_r + 4\pi M_0/3$ [9], где H_r — резонансное поле ферромагнитного резонанса, H — внешнее магнитное поле, M_0 — намагниченность

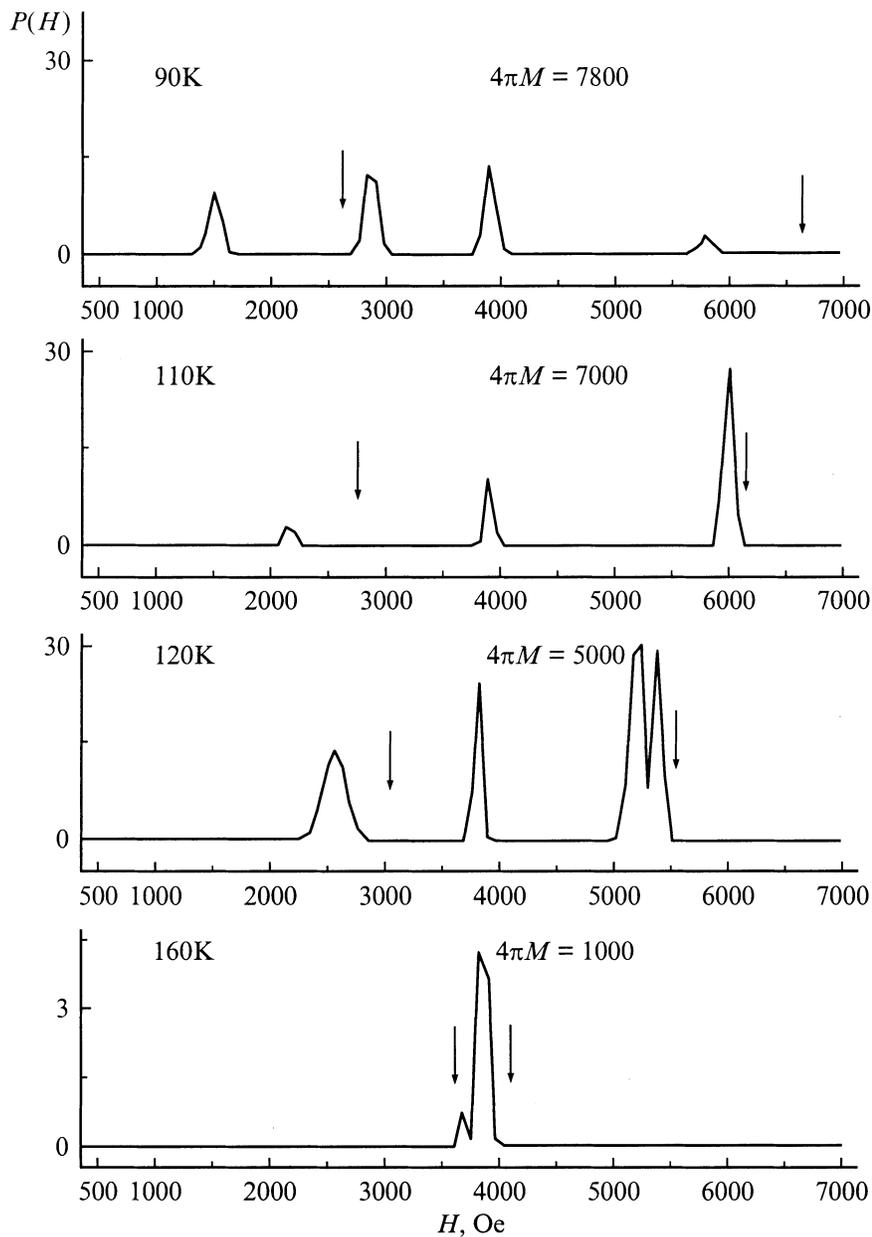


Рис. 3. Спектры магнитного резонанса $P(H)$ для $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ в виде суммы гауссовых функций с уменьшенной в 10 раз шириной линии. Относительная интенсивность линий и масштаб по магнитному полю сохранены.

насыщения. Значения намагниченности получены с помощью выражения для поля антирезонанса [9]

$$H_{AR} = \sqrt{H_r^2 + (2\pi M_0)^2} - 2\pi M_0. \quad (1)$$

Из рис. 2 видно, что одна из линий для $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$, находящаяся в низких полях, имеет противоположную фазу и может быть интерпретирована как сигнал антирезонанса. Значения намагниченности, рассчитанные из выражения (1), находятся в удовлетворительном согласии со значениями, полученными в работе [8]. Таким образом, можно предполагать, что в спектре магнитного резонанса в $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ помимо сигнала ФМР по-

являются магнитостатические колебания, а также может присутствовать и сигнал антирезонанса.

Для оценок границ существования магнитостатических колебаний в $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ использовались данные по намагниченности из работы [10]. Эти границы обозначены вертикальными стрелками (рис. 3). Видно, что в спектрах для $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ все дополнительные линии, за исключением одной, находящейся в самых низких полях, попадают в диапазон существования магнитостатических волн (МСВ). Низкополевой сигнал, не попавший в диапазон МСВ, не является сигналом антирезонанса, поскольку его резонансное поле не описывается выражением (1) и сам он имеет ту же фазу,

что и остальные сигналы, поэтому природа его пока остается невыясненной. Все остальные дополнительные линии в спектрах магнитного резонанса в образцах $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ могут быть интерпретированы как магнитостатические колебания.

Магнитостатические колебания в сферическом образце, находящемся в однородных внешних статическом и высокочастотном магнитных полях, могут возникнуть по следующим причинам [9]: а) из-за отклонения формы образца от сферической, сколов и шероховатости его поверхности, а так же из-за искажения поля, вызванного материалом держателя образца, механических напряжений; б) из-за кристаллографической анизотропии образца; в) из-за магнитной или электрической неоднородности кристалла.

Причины, связанные с несовершенством формы и механическими напряжениями, в той или иной мере присутствуют всегда, однако их можно свести к минимуму тщательной подготовкой эксперимента. Вероятными остаются причины, связанные с объемной магнитной или электрической неоднородностью кристалла и с кристаллографической анизотропией. Магнитная кристаллографическая анизотропия приводит к связи различных типов колебаний, которые были бы независимыми в изотропном образце. Как будет показано далее, анизотропия в исследуемых нами образцах невелика и поэтому эта причина маловероятна [9].

Структурные переходы, которые происходят в манганитах лантана в зависимости от степени легирования их ионами Sr, могли бы быть причиной возникновения магнитной неоднородности в кристалле из-за неравномерного легирования. Однако такие неоднородности фазовым рентгеновским анализом не установлены. Неоднородность структуры, возникающая в области температуры структурного перехода, также может привести к магнитной неоднородности, но для наших образцов эти переходы лежат в области температур ниже и выше, чем температура, при которой возникают магнитостатические колебания (170 К для $x = 0.1$ и 320 К для $x = 0.2$). Поэтому такие неоднородности также не являются причиной возникновения магнитостатических колебаний.

Величина электропроводности $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, а также ее характер (полупроводниковый или металлический) находятся в сильной зависимости от температуры и степени легирования [4]. Наличие ненулевой электропроводности приводит к возникновению зависимости амплитуды и фазы высокочастотного магнитного поля в образце от координаты. Это в свою очередь вызывает неоднородное намагничивание образца и может послужить причиной дополнительных вкладов в ширину линии ферромагнитного резонанса и возбуждения спиновых волн [9]. Неоднородное уширение линии ферромагнитного резонанса становится зависящим от соотношения размеров образца d и глубины проникновения в образец поля δ . Наибольший вклад в ширину линии достигается, когда d и δ одного порядка, и уменьшается,

когда $d \ll \delta$ или $d \gg \delta$ [11]. Глубину скин-слоя можно оценить, используя значения электропроводности в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с $x = 0.1$ и 0.2 , приведенные в работе [4], и выражение для скин-глубины $\delta(\rho/\mu_0\omega)^{0.5}$ [6], где ρ — удельное сопротивление, μ_0 — $4\pi \times 10^7$ Vs/Am, ω — $2\pi \times 9 \cdot 10^9$ Hz. Удельное сопротивление образца с $x = 0.1$ при 170 К равно $\rho \approx 20 \Omega \cdot \text{cm}$ и, следовательно, $\delta \approx 1.7$ mm, т.е. больше, хотя и того же порядка, что и размер образца с диаметром $d = 0.7$ mm. Электросопротивление образца с $x = 0.2$ при 300 К значительно меньше: $\rho \approx 5 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ и соответственно скин-глубина ($\delta \approx 0.008$ mm) существенно меньше размеров образца. Поэтому в сферических образцах диаметром 0.7 mm с $x = 0.1$ следует ожидать больший вклад в ширину линии сигнала ФМР вблизи T_c по сравнению с образцами с $x = 0.2$.

Таким образом, электропроводность исследуемых материалов вызывает неоднородное намагничивание сферических образцов высокочастотным магнитным полем и может привести к возбуждению магнитостатических колебаний. Однако неоднородное намагничивание и возбуждение МСВ может быть результатом наличия в образцах произвольно расположенных областей с намагниченностью, отличной от намагниченности остального объема (магнитных поляронов). По-видимому, присутствуют обе причины. Это видно из угловой зависимости резонансных полей дополнительных линий (рис. 4 и 5). Анизотропия резонансного поля для некоторых дополнительных линий совпадает с анизотропией ФМР, а для других типов колебаний существенно отличается. Как известно, при наличии магнитной кристаллографической анизотропии смещение резонансных полей ФМР и линий магнитостатических колебаний в зависимости от угла между направлением магнитного поля и кристаллических осей имеет одинаковую величину и характер [9]. Можно предполагать, что неоднородное намагничивание, связанное с электропроводностью и уменьшающимся по глубине проникновением высокочастотного поля в образец тем не менее сохраняет сферическую симметрию относительно постоянного магнитного поля. Магнитостатические колебания, возбуждаемые вследствие такого типа неоднородности, по-видимому, будут иметь тот же характер анизотропии, что и анизотропия, связанная с магнитной кристаллографической анизотропией. Неоднородное намагничивание, связанное со случайно расположенными областями с отличающейся от основного объема намагниченностью, приведет к возникновению МСВ с анизотропией, не совпадающей с магнитной кристаллографической анизотропией основного объема. Вообще говоря, к таким же последствиям может привести наличие доменной структуры и двойникование, наблюдавшееся в кристаллах манганитов лантана [12]. Однако возникновение части дополнительных линий при температурах, превышающих температуру Кюри, позволяет предполагать, что их природа, вероятно, связана с магнитными поляронами, возникающими при несколько более высоких температурах, чем T_c .

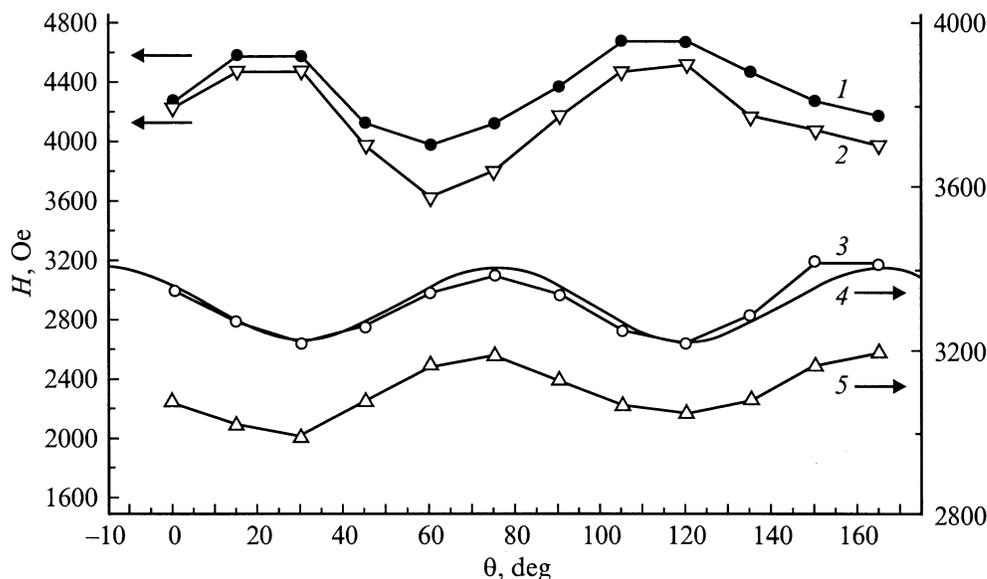


Рис. 4. Угловая зависимость дополнительных линий (1, 2, 5) и резонансного поля ФМР (3) для $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ при 270 К. Кривая 4 для резонансного поля в кубическом кристалле, когда поле лежит в плоскости грани куба, построена с помощью формулы (2).

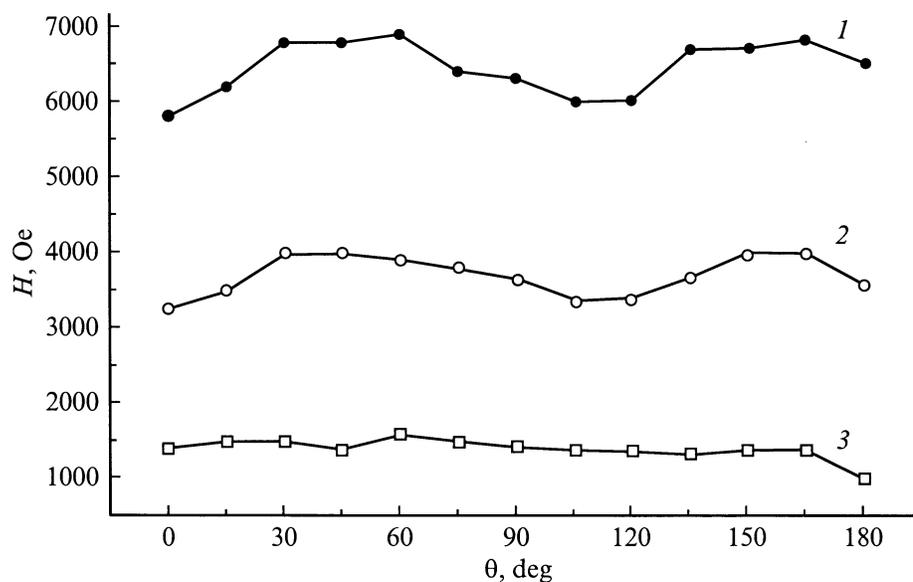


Рис. 5. Угловая зависимость дополнительных линий (1, 3) и резонансного поля ФМР (2) для $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ при 80 К.

Рассмотрим магнитную кристаллографическую анизотропию резонансного поля в исследуемых образцах. Прежде всего заметим, что образцы $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ в интервале температур от 100 до 340 К имеют разную кристаллическую структуру: кристалл, содержащий 10% стронция, имеет орторомбическую структуру, а 20% — ромбоэдрическую [12]. Известно, что ромбоэдрическая решетка с углом между осями, равным 60° (в $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ угол между осями ромбоэдрической решетки близок к 60°), является плотной кубической упаковкой [13]. Поэтому кристаллическую

решетку такого образца с небольшими допущениями можно считать кубической. (Структурный переход в этом соединении происходит при температуре ниже 100 К). На рис. 4 изображена угловая зависимость резонансного поля для кристалла $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$, снятая при 270 К, когда магнитное поле лежит в плоскости, образованной пересечением осей a и b . Как видно из рисунка, магнитная кристаллографическая анизотропия исследуемого кристалла имеет 90° периодичность и качественно близка к анизотропии кубического кристалла для случая, когда внешнее магнитное поле лежит в

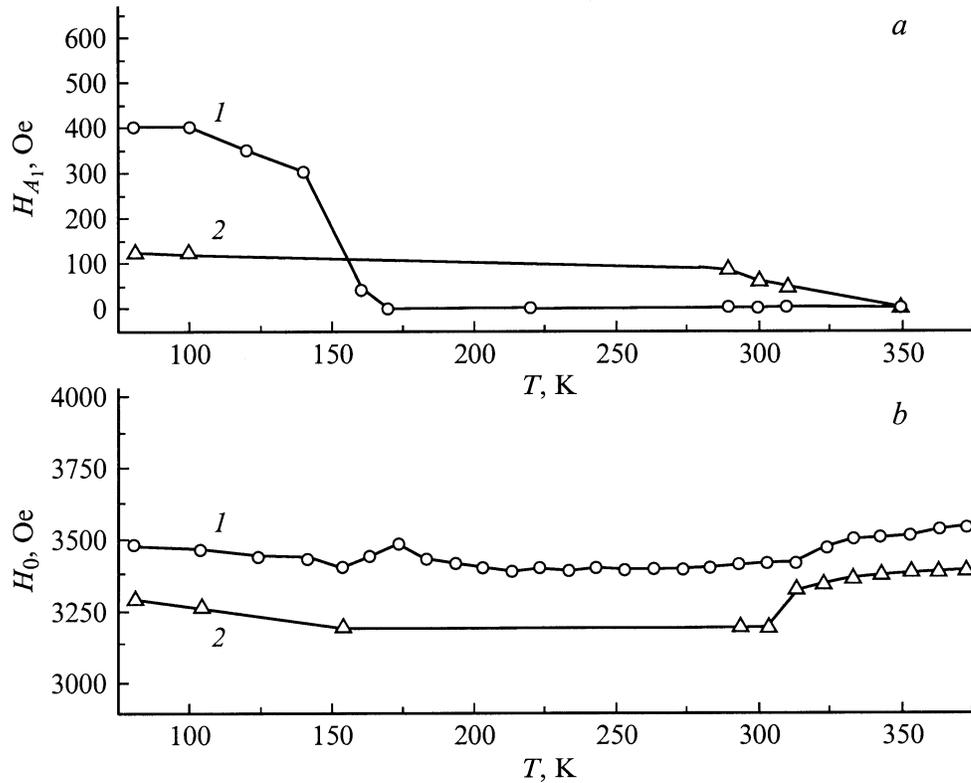


Рис. 6. Температурная зависимость поля анизотропии (а) и резонансного поля магнитного резонанса (b) для $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ (1) и $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ (2).

плоскости грани куба. Для расчета резонансного поля ФМР и поля анизотропии воспользуемся выражением для частоты ферромагнитного резонанса в кубическом кристалле [9]

$$\frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{[H + H_{A_1}(1 + \cos^2 2\theta)]} \times \sqrt{[H + H_{A_1}(2 - 4 \sin^2 2\theta)]}, \quad (2)$$

где ω — резонансная частота, γ — гиромагнитное отношение электрона, H — внешнее магнитное поле, H_{A_1} — поле анизотропии, θ — угол между направлением магнитного поля, лежащим в плоскости грани кубического кристалла, и ребром кристалла. Для оценки поля анизотропии H_{A_1} по этой формуле была рассчитана зависимость резонансного магнитного поля от частоты, поля анизотропии и угла θ (сплошная кривая на рис. 4), которая сравнивалась с экспериментальной зависимостью. H_{A_1} и $H_r = \omega/\dot{\alpha}$ находились как подгоночные параметры. На рис. 6, а изображена температурная зависимость H_{A_1} , найденная таким образом, а на рис. 6, б приведена зависимость резонансного поля ферромагнитного резонанса от температуры с учетом анизотропии ниже T_c .

Другая картина наблюдается в случае $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$, поскольку этот кристалл имеет орторомбическую структуру. Углы между осями a и b такого кристалла близки

к 90° , однако одна его ось b длиннее двух приблизительно равных по длине осей a и c . Очевидно, что в таком кристалле магнитная кристаллографическая анизотропия при вращении его в плоскости (001) может иметь экстремумы не только через 90° , но и при промежуточных углах. Как видно из рис. 5, минимумы резонансного поля наблюдаются с периодичностью примерно 110° . В орторомбическом кристалле с параметрами $a = 5.59$, $b = 7.72$ и $c = 5.54 \text{ \AA}$ [5] такой угол образуется при пересечении плоскостей (120) и $(\bar{1}20)$. Очевидно, что в этом случае расчет по формуле (2) некорректен, однако можно грубо оценить поле анизотропии H_{A_1} . В случае $H_{A_1} \ll H_r$, как видно из формулы (2), поле анизотропии приблизительно равно $H_{A_1} \approx (H_r^{\max} - H_r^{\min})/1.5$. Результаты оценок отображены на рис. 6.

На рис. 7 изображена температурная зависимость ширины линии ЭПР ΔH для образца $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$, измеренная для направления магнитного поля вдоль оси b . Заметим, что как для ширины линии сигнала ЭПР, так и для резонансного поля наблюдалась небольшая анизотропия порядка 50 Oe в плоскости кристалла ab , уменьшающаяся с ростом температуры. Такой же анизотропный характер поведения ширины линии ЭПР наблюдался в работе [6] для кристалла, содержащего 5% Sr, причем прекращение роста ширины линии ЭПР в зависимости от температуры совпадало с началом уменьшения относительной анизотропии в этом кристалле. В образце

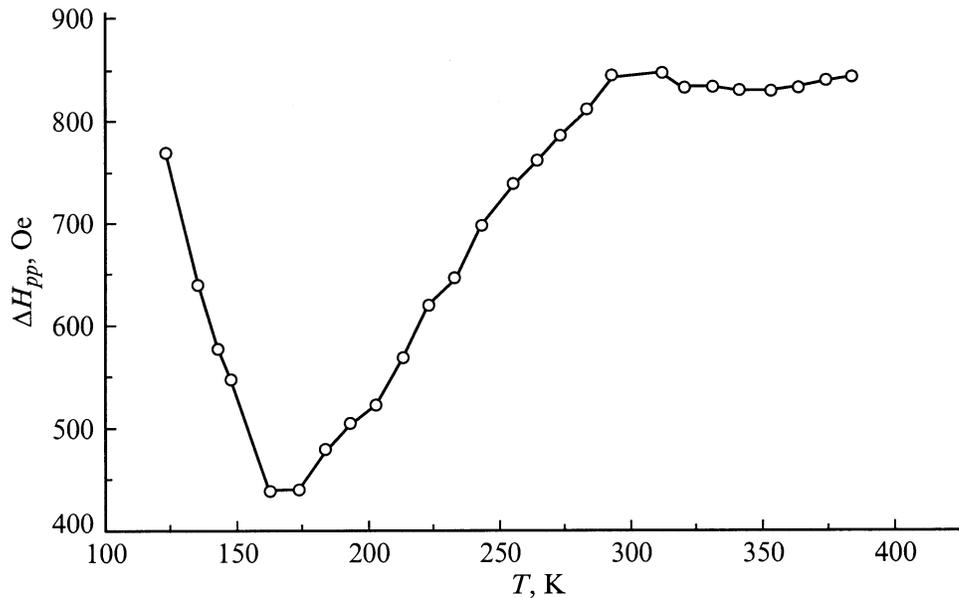


Рис. 7. Температурная зависимость ширины линии ЭПР для $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$.

$\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$, согласно работе [5], в температурном интервале от 170 до 300 К линейно увеличивается объем элементарной ячейки, структура при этом остается орторомбической. Выше 300 К наблюдается структурный переход и значительные изменения параметров кристаллической решетки. Видно, что ширина линии ЭПР ΔH в интервале температур от 170 до 300 К линейно растет. Выше 300 К ширины линии остается постоянной и равной $\Delta H = 830$ Ое. Резонансное поле в этом интервале температур не меняется и соответствует g -фактору 1.997. Выше 300 К g -фактор несколько уменьшается и становится равным 1.896.

Анизотропию ширины линии в парамагнитной области можно объяснить вкладом в ΔH антисимметричного взаимодействия Дзялошинского–Мория между разновалентными ионами марганца [6]. Линейное уширение линии ЭПР при повышении температуры от 170 до 300 К, а затем прекращение роста ΔH при 300 К, может быть объяснено реализацией в соединении $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ ситуации "узкого горла". Для этого необходимо, чтобы скорости спин-решеточной релаксации R_{sL} и $R_{\sigma L}$ ионов Mn^{4+} и Mn^{3+} соответственно были много меньше скоростей кросс-релаксации $R_{\sigma s}$ и $R_{s\sigma}$. Тогда насыщение температурного роста ширины линии произойдет, когда зависящая от температуры скорость спин-решеточной релаксации станет приблизительно равной слабо зависящей от температуры скорости кросс-релаксации $R_{\sigma L} \approx R_{s\sigma}$. Это, по-видимому, и наблюдается. Ширина линии ЭПР в образце $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ линейно нарастает вплоть до 400 К, сама же линия имеет характерные для проводящих материалов искажения формы, обусловленные примешиванием к сигналу поглощения сигнала дисперсии (рис. 1, b).

Таким образом, в манганитах лантана, легированных ионами Sr (от 10 до 20%), действительно возникает неоднородное намагничивание, приводящее, в частности, к появлению дополнительных линий в спектрах ферромагнитного резонанса. Дополнительные линии, вероятнее всего, связаны с возбуждением магнитостатических колебаний. Также можно предполагать, что одной из причин магнитной неоднородности образцов, является возникновение магнитных поляронов, потому что часть дополнительных линий появляется при температуре выше температуры Кюри. При этом анизотропия резонансного поля этих линий существенно отличается от анизотропии резонансного поля ферромагнитного резонанса.

Магнитная анизотропия образца $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ близка к кубической с небольшим полем анизотропии $H_{A1} \approx 100$ Ое, приблизительно постоянным в диапазоне температур от 80 до 300 К. Угловая зависимость резонансного поля H_r для $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ имеет минимумы с периодичностью 110° , вместо ожидавшихся 90° , совпадающих с направлением кристаллических осей. По-видимому, такой характер анизотропии связан с выделенным положением семейства плоскостей $\{120\}$ в орторомбическом кристалле $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$.

Список литературы

- [1] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 8, 833 (1996).
- [2] E.O. Wollan, W.C. Koehler. Phys. Rev. **100**, 545 (1955).
- [3] W.E. Pickett, D.J. Singh. Phys. Rev. **B53**, 3, 1146 (1996).
- [4] А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, В.Д. Травкин, С.П. Лебедев, А. Пименов, А. Лоидл, А.М. Балбашов. Письма в ЖЭТФ **68**, 4, 331 (1998).
- [5] В.С. Гавико, В.Е. Архипов, А.В. Королев, В.Е. Найш, Я.М. Муковский. ФТТ **41**, 6, 1064 (1999).

- [6] V.A. Ivanshin, J. Deisenhofer, H.-A. Krug von Nidda, A. Loidl, A.A. Mukhin, A.M. Balbashov, M.V. Eremin. *Phys. Rev.* **B61**, 6213 (2000).
- [7] A. Shengelaya, Guo-meng Zhao, H. Keller, K.A. Müller. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5296 (1996); A. Shengelaya, Guo-meng Zhao, H. Keller, K.A. Müller, B.I. Kochelaev. *Phys. Rev.* **B61**, 5888 (2000).
- [8] S.E. Lofland, S.M. Bhagat, K. Ghosh, R.L. Greene, S.G. Karabashev, D.A. Shulyatev, A.A. Arsenov, Y. Mukovskii. *Phys. Rev.* **B56**, 705 (1997).
- [9] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны.* Наука, М. (1994).
- [10] A.V. Korolyov, V.Ye. Arhipov, V.S. Gaviko, A.A. Arsenov, Y. Mukovskii. *J. Magn. Magn. Mater.* **213**, 63 (2000).
- [11] Н.А. Виглин, А.А. Самохвалов, Н.М. Чеботаев, Б.А. Гижевский. *ФТТ* **30**, 1814 (1988).
- [12] F. Moussa, M. Hennion, J. Rodriguez-Carvajal, H. Moadden. *Phys. Rev.* **B54**, 149 (1996).
- [13] Б.Ф. Ормонт. *Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников.* Высшая шк., М. (1968). 487 с.