

РЕЗОНАНСНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ОКРЕСТНОСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

В. А. Ацаркин, В. В. Демидов*

*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 апреля 2012 г.

Исследовано изменение электропроводности манганитовых пленок под действием СВЧ-накачки в условиях магнитного резонанса. Температурная зависимость эффекта коррелирует с температурным ходом колоссального магнитосопротивления (КМС), проходя через максимум в точке Кюри. Полученные данные интерпретируются на основе модели, предполагающей уменьшение абсолютной величины магнитного момента образца $|M|$ под действием магнитно-резонансного насыщения, что приводит к росту электрического сопротивления по механизму КМС. Теоретический анализ в рамках уравнения Ландау–Лифшица–Блоха подтверждает эту модель и обеспечивает хорошее согласие с экспериментом.

DOI: 10.7868/S0044451013010109

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимосвязь между спиновыми (магнитными) и транспортными (электрическими) явлениями — одна из центральных тем современных исследований в физике конденсированных сред. Разработка этого направления привела в последние годы к таким важным открытиям и приложениям, как эффекты гигантского и колоссального магнитосопротивления (ГМС и КМС), наноразмерные устройства для магнитного управления током, элементы спинтроники и т. д. В этой обширной бурно развивающейся области свое место занимают магнитно-резонансные явления и методы (в дальнейшем мы будем использовать обобщенный термин «электронный магнитный резонанс» — ЭМР, включающий ферромагнитный (ФМР) и парамагнитный (ЭПР) резонансы). Первые работы, посвященные влиянию магнитно-резонансной накачки на электрические свойства ферромагнетиков, относятся еще к 60-м годам прошлого века [1, 2]. Тогда же было осознано, что подобные результаты можно трактовать как электрическое детектирование магнитного резонанса — ЭДМР. К настоящему времени обнаружен и исследован целый ряд резонансных спин-электрических явлений, механизмы которых включают анизотроп-

ное магнитосопротивление ферромагнетиков, эффект Холла в резонансном СВЧ-поле, а также достаточно элементарный болометрический эффект, связанный с дополнительным нагреванием образца за счет резонансного поглощения СВЧ-мощности [3–8]. Первая попытка осуществления ЭДМР за счет колоссального (изотропного) магнитосопротивления в редкоземельных манганитах была сделана в работе [9], где сообщалось о наблюдении значительных изменений электрического напряжения на керамическом образце с током в условиях возбуждения ферромагнитного резонанса (ФМР). Впоследствии, однако, интерпретация этих результатов вызвала сомнения, а уверенное наблюдение ЭДМР за счет эффекта КМС было реализовано на тонкой эпитаксиальной пленке $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ [10]. Была продемонстрирована четкая корреляция в температурных зависимостях обоих явлений и предложена физическая интерпретация, связанная с появлением блоховского релаксационного механизма при приближении ферромагнитного материала к точке Кюри. Дальнейшее развитие этого исследования, в частности, более полное и корректное сопоставление экспериментальных данных с уравнением Ландау–Лифшица–Блоха (ЛЛБ) в современной теоретической интерпретации [11, 12], а также надежное отделение болометрического эффекта и иных механизмов электрического детектирования ЭМР, явилось целью настоящей работы.

*E-mail: atsarkin@mail.cplire.ru

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

В настоящее время можно считать установленным, что своеобразные свойства редкоземельных манганитов, легированных двухвалентными металлами A^{2+} (общая формула $La_{1-x}A_xMnO_3$), в основном обусловлены так называемым двойным обменом между ионами Mn^{3+} и Mn^{4+} при посредничестве разделяющего их иона кислорода [13, 14]¹⁾. Вероятность перескока электрона между участниками обмена оказывается зависящей от взаимной ориентации спинов ионов марганца, достигая максимума при их однонаправленности. Вследствие этого электропроводность манганитов существенно возрастает с ростом внешнего магнитного поля, которое способствует спиновой поляризации. Это и есть эффект КМС; он наблюдается как в ферромагнитном, так и в парамагнитном состояниях и особенно ярко проявляется в окрестности фазового перехода (точки Кюри, T_C). Эффекту КМС в редкоземельных манганитах посвящено огромное число исследований, см., например, обзоры [16–18], монографию [19] и приведенные там литературные ссылки.

Идея использования КМС в условиях магнитного резонанса основана на предположении, что насыщение резонанса (даже частичное) полем СВЧ должно привести к некоторому уменьшению абсолютной величины магнитного момента образца (длины вектора \mathbf{M}). Это означает нарушение коллинеарности спинов на соседних ионах марганца и, следовательно, уменьшение электропроводности по механизму двойного обмена. Очевидно, что в парамагнитной фазе для такой интерпретации нет никаких препятствий: как следует из уравнений Блоха (см., например, [20]), насыщение электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) действительно ослабляет спиновую поляризацию и уменьшает величину $|\mathbf{M}|$. Нетрудно показать, что при слабом насыщении относительное изменение модуля магнитного момента равно

$$-\frac{\Delta|\mathbf{M}|}{M_0} \equiv s = (\gamma H_1)^2 T_2^2 \left(a - \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где M_0 — равновесная намагниченность; γ — магнитомеханическое отношение для электрона; H_1 — полумплитуда резонансного СВЧ-поля; $a = T_1/T_2$ — отношение продольного и поперечного времен спиновой релаксации. Подчеркнем, что фактор насыщения $s \ll 1$, введенный соотношением (1), характери-

¹⁾ Более сложные механизмы могут быть связаны с фазовым расслоением, вакансиями кислорода и пр. (см., например, [15] и цитированную там литературу).

зует уменьшение длины вектора \mathbf{M} , а не его проекции M_z на направление внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 , как обычно принимается в литературе (в последнем случае слагаемое $-1/2$ в скобках отсутствует).

Сложнее обстоит дело в ферромагнитной фазе. При достаточно низких температурах все спины образца ориентируются в одном направлении и образуют единый ферромагнитный момент \mathbf{M} , прецессирующий вокруг эффективного поля \mathbf{H}_e . Эта ситуация отражена в уравнении Ландау–Лифшица с релаксационным членом Гильберта [21], которое мы запишем в форме

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_e] - \gamma\alpha \frac{[\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_e)]}{M^2}, \quad (2)$$

где α — параметр релаксации. Диссипативный член в (2) перпендикулярен вектору \mathbf{M} и, следовательно, не влияет на его длину. Добавляя к постоянному полю \mathbf{H}_e ортогональное ему малое переменное поле $2H_1 \exp(i\omega_{FMR}t)$, осциллирующее на частоте ФМР, и ограничиваясь в решении уравнения (2) первым приближением ($H_1 \ll H_e, M, \alpha$), нетрудно убедиться, что насыщение ФМР сводится лишь к увеличению угла прецессии, но не влияет на длину вектора \mathbf{M} [22]. Это означает, что спины, принадлежащие индивидуальным ионам, сохраняют взаимную параллельность (прецессируют синфазно), так что электропроводность не должна меняться и эффект ЭДМР не ожидается.

С повышением температуры ферромагнетика и приближением к фазовому переходу ($T \rightarrow T_C$) ситуация меняется. Тепловые флуктуации ослабляют жесткий порядок во взаимной ориентации спинов, модуль $|\mathbf{M}|$ уменьшается по сравнению со своим предельным низкотемпературным значением и становится зависящим от внешнего магнитного поля H_0 . Возникает эффект КМС. В этих условиях можно ожидать появления резонансного магнитосопротивления, т. е. изменения проводимости при частичном насыщении ФМР полем СВЧ-накачки.

Оценим величину ожидаемого эффекта, воспользовавшись уравнением движения, предложенным в работах [11, 12]. Случайные переменные поля, создаваемые тепловыми флуктуациями, включаются в этих работах в уравнение (2) и после теоретического анализа с использованием уравнения Фоккера–Планка и приближения среднего поля приводят к так называемому уравнению Ландау–Лифшица–Блоха. Не слишком далеко от точки Кюри это уравнение можно представить в виде [12]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_e] + \gamma\alpha_{\parallel} \frac{(\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_e) \mathbf{M}}{M^2} - \gamma\alpha_{\perp} \frac{[\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_e)]}{M^2}, \quad (3)$$

где α_{\parallel} и α_{\perp} — параметры, характеризующие соответственно продольную и поперечную релаксацию. Выражения для этих параметров, а также достаточно громоздкие формулы для эффективного поля \mathbf{H}_e , полученные в работах [11, 12], здесь не приводятся ради экономии места. Предполагая малые отклонения от равновесия и слабую анизотропию, уравнение (3) можно свести к виду

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_0] - \frac{\gamma\alpha_{\parallel}}{\chi_{abs}} (M - M_0) \frac{\mathbf{M}}{M} - T_2^{-1} \frac{[\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})]}{M \cdot H_z}, \quad (4)$$

где \mathbf{H} — внешнее магнитное поле (его постоянная составляющая \mathbf{H}_0 определяет направление оси z), T_2 — стандартно определяемое время поперечной релаксации, а

$$\chi_{abs} = \frac{\partial |\mathbf{M}|}{\partial H_0} \quad (5)$$

— «абсолютная» магнитная восприимчивость, отражающая изменение модуля магнитного момента под действием постоянного внешнего поля. В дальнейшем индекс «0» в этом выражении опущен для простоты записи. Отметим, что второй («блховский») член в правой части (4) описывает изменение модуля магнитного момента \mathbf{M} с характеристическим временем релаксации

$$T_{1abs} = \frac{\chi_{abs}}{\gamma\alpha_{\parallel}}. \quad (6)$$

Включая в \mathbf{H} резонансное СВЧ-поле и решая уравнение (4) в первом приближении по фактору насыщения $s \ll 1$, получаем

$$s = -\frac{\Delta |\mathbf{M}|}{M_0} = (\gamma H_1)^2 T_{1abs} T_2. \quad (7)$$

Перейдем теперь к получению соотношений, пригодных для непосредственной количественной оценки величины и температурной зависимости резонансного магнитосопротивления. Искомое приращение электрического сопротивления образца ΔR_{res} при резонансном насыщении можно записать в виде [10]

$$\Delta R_{res} = \frac{\partial R}{\partial H} \cdot \left(\frac{\partial |\mathbf{M}|}{\partial H} \right)^{-1} \Delta |\mathbf{M}| = -\frac{r_{CMR}}{\chi_{abs}} \frac{\gamma H_1^2 T_{1abs} M_0}{\delta H}, \quad (8)$$

где второе равенство получено с использованием соотношения (7). Здесь первый множитель в правой части, далее обозначаемый r_{CMR} , представляет собой отрицательное дифференциальное магнитосопротивление, обусловленное эффектом КМС; оно доступно для непосредственного измерения в эксперименте. Измеряется и полуширина магнитно-резонансной линии поглощения δH , подставленная в (8) вместо T_2^{-1}/γ . Зная добротность объемного резонатора Q и мощность СВЧ, нетрудно рассчитать значение H_1 . Таким образом, остается оценить отношение T_{1abs}/χ_{abs} , которое, согласно (6), полностью определяется величиной α_{\parallel} .

Как показано в работе [12], температурная зависимость $\alpha_{\parallel}(T)$ не имеет особенностей вблизи T_C , так что при не слишком большом отдалении от фазового перехода значение α_{\parallel} можно считать приблизительно постоянным, т. е. положить $T_{1abs} \propto \chi_{abs}$. Это вполне соответствует физической картине. В частности, при понижении температуры обе эти величины стремятся к нулю, что согласуется с поведением идеального ферромагнетика: значение $|\mathbf{M}|$ фиксировано и практически мгновенно восстанавливается при любом отклонении от равновесия. С другой стороны, при переходе через T_C значения T_{1abs} и χ_{abs} «сшиваются» с временем продольной релаксации T_1 и продольной восприимчивостью, характерными для парамагнитной фазы. Таким образом, считая отношение T_{1abs}/χ_{abs} постоянным, можно заменить температурно-зависящие параметры T_{1abs} и χ_{abs} , входящие в (8), их значениями при некоторой фиксированной температуре. Мы воспользуемся этим приемом при сопоставлении с экспериментальными данными.

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследовались эпитаксиальные пленки состава $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ толщиной 50–100 нм, выращенные методом лазерной абляции на подложках из монокристаллов NdGaO_3 в ориентации (110) [23]. Подробные исследования показали [23, 24], что механические напряжения, возникающие при выращивании пленок, приводят к изменениям в параметрах элементарной ячейки, а также к осевой магнитной анизотропии с характерными значениями поля анизотропии 100–200 Э. При комнатной температуре пленки находились в ферромагнитной фазе; температура Кюри T_C составляла 345–350 К. Измерения электрического сопротивления пленок в условиях резонансной накачки проводились по четырех-

контактной и двухконтактной схемам (результаты идентичны) в режиме фиксированного постоянного тока I . Пленка размещалась в пучности магнитного СВЧ-поля прямоугольного объемного резонатора типа TE_{102} с добротностью $Q = 400$, включенного в тракт самодельного ЭПР-спектрометра (частота $\omega/2\pi = 9.5$ ГГц), допускающего изменение температуры образца в требуемом диапазоне. Постоянное магнитное поле H_0 и перпендикулярное ему высокочастотное поле $H_1(t)$ лежали в плоскости пленки, направление измерительного тока I было приблизительно коллинеарно с H_1 . Отметим, что толщина пленок была много меньше толщины скин-слоя на частоте ω , что гарантировало однородность поля $H_1(t)$ в объеме образца. СВЧ-накачка (до 500 мВт) обеспечивалась магнетроном. Поступающая в резонатор мощность модулировалась меандром с частотой $f_m = 100$ кГц и глубиной модуляции около 100%. Напряжение U на потенциальных контактах пленки (напыленная платина) подавалось на вход синхронного усилителя SR844 RF, который выделял и детектировал переменную составляющую напряжения на частоте f_m . Этот сигнал накапливался и записывался в память компьютера при периодическом прохождении магнитного поля H_0 через область ЭМР (период 16 с, число накоплений до 200).

Те же контакты использовались для калибровочных измерений сопротивления в функции температуры и магнитного поля. Зависимость $R(T)$ затем использовалась в основной серии экспериментов для измерения температуры пленки (точность ± 0.2 К). Зависимость $R(H_0)$, характеризующая эффект КМС, позволяла определить дифференциальный параметр r_{CMR} , необходимый при расчетах, см. (8).

Наряду с основными измерениями, в той же установке (а также на коммерческом спектрометре фирмы Bruker) регистрировались стандартные спектры ЭМР исследуемых образцов. Примеры приведены в работе [10]. Сдвиг резонансной линии относительно ларморовского поля $H_{00} = \omega/\gamma$, обусловленный размагничивающим полем пленки, позволял по стандартной формуле [21] вычислить величину равновесной намагниченности M_0 . Сдвиги резонанса из-за кристаллической и наведенной механическими напряжениями магнитной анизотропии были значительно меньше [23, 24] и в данной работе не учитывались. Ширина линии ФМР при комнатной температуре варьировалась от образца к образцу в широких пределах (20–100 Э), свидетельствуя о степени неоднородности пленок. С приближением к T_C эти различия в значительной мере нивелировались за счет

дополнительного уширения, достигающего максимума (до 200 Э) в точке перехода.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Основные исследования проводились на двух образцах, условно обозначенных как S422 и S670 (маркировка связана лишь с порядковым номером и не несет смысловой нагрузки). Выбор этих пленок из обширной серии, описанной в работах [23, 24], определялся требованием максимальной структурной однородности, характеризующейся минимальными значениями ширины магнитного резонанса. Температурные зависимости полуширины линии ЭМР и сопротивления пленок показаны на рис. 1. В обоих образцах величина δH проходит через максимум вблизи критической температуры $T_C \approx 348$ К. Как видно на рисунке, образец S670 характеризуется меньшими значениями δH и R , что свидетельствует о лучшей однородности и большей толщине пленки. Намагниченность M_0 , измеренная по сдвигу линии ЭМР, в обеих пленках монотонно уменьшалась от 250–300 Э при 300 К до 10–20 Э в области фазового перехода.

Типичные сигналы, демонстрирующие дополнительную разность потенциалов ΔU , которая возникает на пленке при прохождении через резонанс в

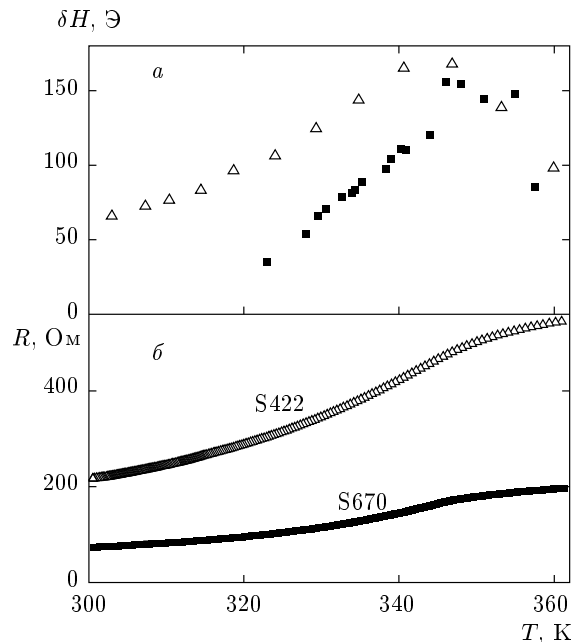


Рис. 1. Температурные зависимости полуширины линии ЭМР (а) и сопротивления (б) для образцов S422 (Δ) и S670 (\blacksquare)

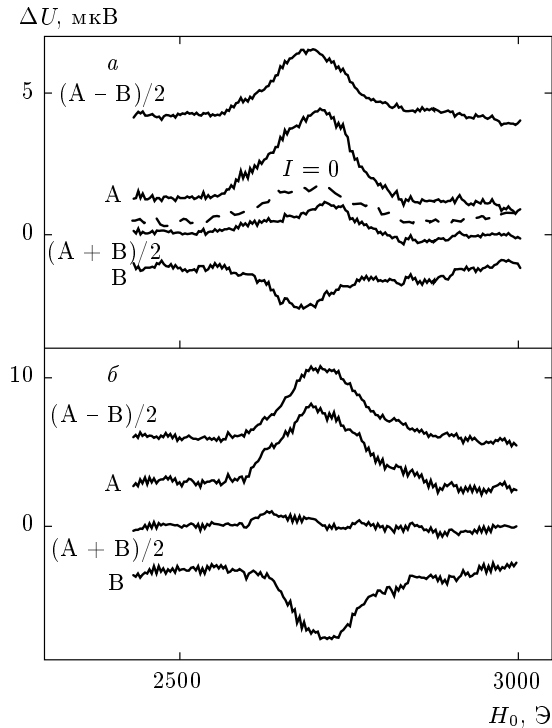


Рис. 2. Сигналы электрического детектирования магнитного резонанса на образце S670 при $T = 329$ К: $a - I = 12$ мА, $P = 320$ мВт; $b - I = 20$ мА, $P = 93$ мВт. Обозначения А и В соответствуют противоположным направлениям тока. Штриховая линия — сигнал при $I = 0$. Сигналы смещены по вертикали для наглядности

условиях СВЧ-накачки, показаны на рис. 2 (образец S670). Сигналы, записанные при противоположных направлениях тока I , обозначены здесь буквами А и В. На рисунке видно, что при перемене направления тока сигнал меняет знак, но его амплитуда не сохраняется, причем изменение тем заметнее, чем меньше сила тока (ср. рис. 1а и 1б). Это означает, что зависимость $\Delta U(I)$ отклоняется от закона Ома. Анализ показал, что сигнал ΔU можно представить в виде суммы двух частей:

$$\Delta U = \Delta U_R + \Delta U_0, \tag{9}$$

где первое («омическое») слагаемое $\Delta U_R = I \cdot \Delta R$ пропорционально току и характеризует рост сопротивления пленки при резонансной накачке, а второе («статическое») практически не зависит от I . В частности, сигнал ΔU_0 наблюдается и при $I = 0$ (штриховая линия на рис. 2а). При этом обе компоненты сигнала пропорциональны СВЧ-мощности P .

Для ослабления влияния статического вклада основные эксперименты проводились при максимально допустимых значениях I , а для его окон-

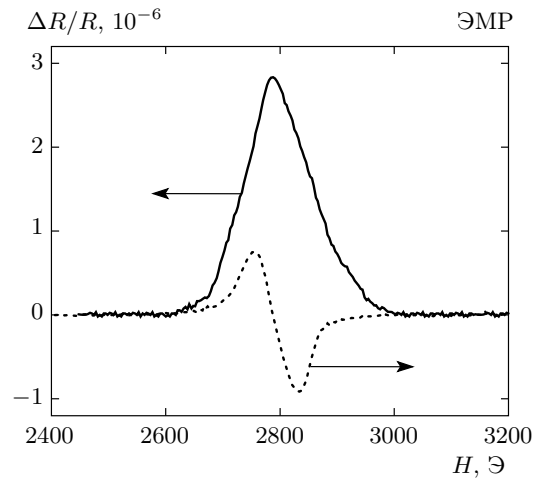


Рис. 3. Сигнал резонансного магнитосопротивления при $I = 23$ мА, $P = 116$ мВт (сплошная линия) и обычная линия ЭМР (штриховая линия), записанные на образце S670 при $T = 331$ К

чательного исключения каждый эксперимент повторялся при противоположных направлениях тока, после чего искомая величина ΔU_R находилась как полуразность записанных сигналов, см. рис. 2. Полу-сумма тех же сигналов дает величину ΔU_0 , практически совпадающую с сигналом, записанным при нулевом токе (рис. 2а). Подробное исследование и обсуждение природы сигналов ΔU_0 выходит за рамки данной работы; некоторые предварительные соображения будут приведены в конце этого раздела.

На рис. 3 типичный сигнал резонансного магнитосопротивления сопоставлен с линией ЭМР, записанной при тех же условиях стандартным модуляционным методом. Измеренная величина ΔU_R пересчитана в относительное изменение сопротивления пленки $\Delta R/R$, которое при точном резонансе достигает здесь значения $2.8 \cdot 10^{-6}$.

Для удобства сравнения с теорией все подобные сигналы приводились к постоянной величине СВЧ-мощности и затем нормировались на коэффициент поглощения при резонансе, $\chi''_{res} = M_0/(2\delta H)$. Значения M_0 и δH , как отмечалось выше, находятся из спектров ЭМР (рис. 1). Нормированные значения

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{norm} = \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{res} \frac{2\delta H}{M_0} \tag{10}$$

отложены в зависимости от температуры на рис. 4б. Видно, что для обоих образцов эффект наблюдается по обе стороны от критической температуры, проходя через максимум вблизи T_C . Для сравнения на рис. 4а показаны температурные зависимости отно-

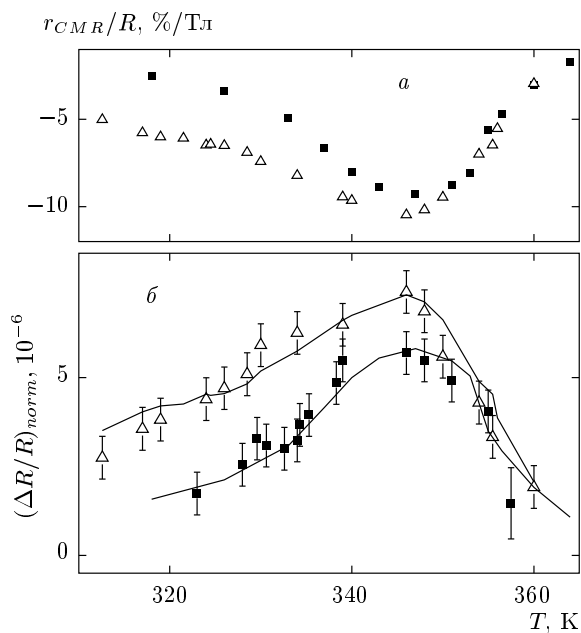


Рис. 4. Температурные зависимости дифференциального КМС (а) и нормированного резонансного магнитосопротивления (б) на образцах S422 (Δ) и S670 (\blacksquare). Сплошные линии — расчет по формуле (11) при $H_1 = 0.6$ Э (S422) и 0.45 Э (S670)

сительной величины дифференциального эффекта КМС (r_{CMR}/R), выраженного в процентах на Тл.

Для количественного сопоставления с предсказаниями теории на рис. 4б сплошными линиями представлены результаты расчета по формуле, полученной из соотношений (8), (10):

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{norm} = -2\gamma \frac{T_{1abs}(T_C)}{\chi_{abs}(T_C)} \frac{r_{CMR}H_1^2}{R}, \quad (11)$$

где зависящие от температуры T_{1abs} и χ_{abs} заменены их фиксированными значениями, измеренными вблизи T_C . Такая замена возможна благодаря приблизительной пропорциональности этих величин, см. разд. 2.

Теоретические кривые построены с использованием данных рис. 4а и значений H_1 , рассчитанных для экспериментальных величин СВЧ-мощности (указаны в подписи к рисунку). Величина $\chi_{abs}(T_C) \approx 0.03$ оценивалась по наклону кривой намагниченности, см. [10]. Время релаксации T_{1abs} , переходящее при критической температуре в обычное время продольной релаксации T_1 , оставалось единственным свободным параметром, который определялся из соображений наилучшей подгонки расчетной кривой к экспериментальным данным. Определенные таким образом значения $T_{1abs}(T_C)$ составили 1.8 нс и 2.4 нс соответственно для пленок S422 и

S670; при погрешности 20 % их можно считать совпадающими. Эти значения хорошо согласуются с временами T_1 , непосредственно измеренными вблизи критической температуры методом продольного детектирования на серии керамических образцов манганитов разного состава [25–27]. Отметим, что фактор насыщения, рассчитанный по формуле (7), для обоих образцов в условиях наших экспериментов имеет порядок 10^{-4} , так что условие $s \ll 1$ безусловно выполняется. Таким образом, можно говорить об удовлетворительном количественном согласии между экспериментальными данными и теоретическим расчетом, основанным на модели колоссального магнитосопротивления в сочетании с уравнением ЛЛБ.

Коснемся теперь вопроса о причинах возникновения «статических» сигналов ΔU_0 . В работе [10] мы предположили, что их появление связано с детектированием в токовых контактах за счет нелинейностей их вольт-амперных характеристик. Однако этот механизм трудно совместить с независимостью ΔU_0 от тока I , задающего смещение на контактах. С другой стороны, в проводящих ферромагнетиках существуют фундаментальные нелинейности, обусловленные анизотропным магнитосопротивлением и проявлениями эффекта Холла [1–8]. Известно, что они могут приводить к детектированию (выпрямлению) СВЧ-мощности в условиях ФМР, в том числе и при нулевом токе смещения. Не вдаваясь в детали, отметим, что знак ЭДС в этом случае определяется направлением постоянного магнитного поля, так что сигнал ΔU_0 должен «перевернуться» при переключении H_0 . Такое поведение действительно наблюдалось на некоторых из наших образцов. Исследование этого эффекта — предмет отдельного изложения.

Еще один побочный эффект, который может наложиться на сигналы резонансного магнитосопротивления и привести к ложной интерпретации, связан с дополнительным нагревом пленки из-за резонансного поглощения СВЧ-поля. Такое болометрическое детектирование ФМР подробно описано в работах [4, 5]. Расчет теплового баланса в рамках уравнения теплопроводности показывает [10], что в наших экспериментальных условиях характерные времена переходных процессов в пленке превышают период меандра, модулирующего СВЧ-мощность. Отсюда следует, что с повышением частоты модуляции амплитуда температурных осцилляций на этой частоте должна уменьшаться, а их фаза все более отставать от фазы насыщающих импульсов. Соответствующие измерения, проведенные нами в диапазоне частот модуляции 50–200 кГц, продемонстрировали постоянство амплитуды и фазы сигналов ре-

зонансного магнитосопротивления. Тем самым влияние болометрического эффекта в данном случае можно исключить.

5. ВЫВОДЫ

Таким образом, в опытах на эпитаксиальных пленках редкоземельных манганитов подтверждено возрастание электрического сопротивления материала под действием СВЧ-накачки в условиях ЭМР. Установлено количественное согласие экспериментальных данных с теоретической моделью, основанной на зависимости сопротивления от абсолютной величины магнитного момента (эффект КМС). При этом использовано уравнение Ландау–Лифшица–Блоха, позволяющее учесть влияние «блоховского» релаксационного вклада, включая его температурную зависимость в окрестности фазового перехода. Тем самым полученные результаты можно расценивать не только как новый механизм электрического детектирования ЭМР, но и как экспериментальное подтверждение модели ЛЛБ, предложенной в работах [11, 12]. Вместе с тем отметим, что конкретные температурные зависимости и абсолютные величины параметров χ_{abs} и T_{1abs} , предсказанные из теоретических соображений в этих работах, отличаются от наблюдаемых в наших экспериментах. По-видимому, это связано с упрощенным рассмотрением уравнения ЛЛБ в рамках приближения среднего поля, а также со своеобразием и сложностью фазовых переходов в редкоземельных манганитах, теория которых до сих пор не завершена.

Авторы благодарят Г. А. Овсянникова и А. М. Петржика за изготовление образцов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00349) и в рамках Программы фундаментальных исследований ОФН РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. J. Juretschke, J. Appl. Phys. **31**, 1401 (1960).
2. W. G. Egan and H. J. Juretschke, J. Appl. Phys. **34**, 1477 (1963).
3. Y. S. Gui, N. Mecking, A. Wirthmann, L. H. Bai, and C.-M. Hu, Appl. Phys. Lett. **91**, 082503 (2007).
4. S. T. B. Goennenwein, S. W. Schink, A. Brandlmaier et al., Appl. Phys. Lett. **90**, 162507 (2007).
5. N. Mecking, Y. S. Gui, and C.-M. Hu, Phys. Rev. B **76**, 224430 (2007).
6. Y. S. Gui, N. Mecking, X. Zhou, G. Williams, and C.-M. Hu, Phys. Rev. Lett. **98**, 107602 (2007).
7. X. Hui, A. Wirthmann, Y. S. Gui et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 232502 (2008).
8. Y. S. Gui, A. Wirthmann, and C.-M. Hu, Phys. Rev. B **80**, 184422 (2009).
9. R. Laiho, E. Lahderanta, L. S. Vlasenko, M. P. Vlasenko, and V. S. Zakhvalinskii, ФТТ **43**, 471 (2001).
10. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, L. V. Levkin, and A. M. Petrzhik, Phys. Rev. B **82**, 144414 (2010).
11. D. A. Garanin, Phys. Rev. B **55**, 3050 (1997).
12. O. Chubykalo-Fesenko, U. Nowak, R. W. Chantrell, and D. Garanin, Phys. Rev. B **74**, 094436 (2006).
13. C. Zener, Phys. Rev. **81**, 440; **82**, 403 (1951).
14. P. W. Anderson and H. Hasegawa, Phys. Rev. **100**, 675 (1955).
15. С. В. Труханов, А. В. Труханов, А. Н. Васильев, А. М. Балагуров, Г. Шимчак, ЖЭТФ **140**, 942 (2011).
16. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnár, Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
17. M. B. Salamon and M. Jaime, Rev. Mod. Phys. **73**, 583 (2001).
18. E. L. Nagaev, Phys. Rep. **346**, 387 (2001).
19. Л. И. Королёва, *Магнитные полупроводники*, Физический факультет МГУ, Москва (2003).
20. А. Абрагам, *Ядерный магнетизм*, Изд-во иностр. лит., Москва (1963).
21. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994), гл. 1, 2.
22. Г. В. Скоцкий, Ю. И. Алимов, ЖЭТФ **35**, 1481 (1958).
23. Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, И. В. Борисенко, А. А. Климов, Ю. А. Игнатов, В. В. Демидов, С. А. Никитов, ЖЭТФ **135**, 56 (2009).
24. В. В. Демидов, И. В. Борисенко, А. А. Климов, Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, С. А. Никитов, ЖЭТФ **139**, 943 (2011).
25. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, G. A. Vasneva, and K. Conder, Phys. Rev. B **63**, 092405 (2001).
26. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, G. A. Vasneva, and D. G. Gotovtsev, Appl. Magn. Reson. **21**, 147 (2001).
27. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, F. Simon et al., J. Magn. Magn. Mater. **258–259**, 256 (2003).