

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЧЕРЕЗ МАНГАНИТЫ ЛАНТАНА

В. В. Устинов, А. П. Носов, А. Б. Ринкевич***

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

В. Г. Васильев

*Институт химии твердого тела Уральского отделения Российской академии наук
620129, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 21 февраля 2005 г.

Исследовано прохождение электромагнитного поля через допированные свинцом манганиты лантана, обладающие колоссальным магнитосопротивлением. Измерения выполнены в области частот 20 кГц–10 МГц в интервале температур, включающем фазовый переход. Приложение внешнего магнитного поля приводит к увеличению коэффициента прохождения. Относительные изменения коэффициента прохождения в несколько раз превышают изменения магнитосопротивления на постоянном токе. Измерена температурная зависимость относительного изменения коэффициента прохождения. Установлено, что в области температуры фазового перехода изменения коэффициента прохождения резко уменьшаются, но остаются достаточно большими при температурах выше температуры Кюри.

PACS: 72.30.+q, 71.28.+d

1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие эффекта колоссального магнитосопротивления в манганитах лантана вблизи температуры магнитного фазового перехода стимулировало долговременный интерес к изучению физических свойств широкого класса сильнокоррелированных оксидных материалов со структурой перовскита, а также мезоскопических систем. Оказалось, что физические свойства этих материалов определяются сильной взаимосвязью структурных, магнитных, и зарядовых подсистем. К настоящему времени статические электрические и магнитные свойства допированных манганитов вблизи температуры магнитного фазового перехода изучены достаточно подробно [1, 2]. Среди всего арсенала средств исследований особое место занимают динамические электромагнитные методы как способы диагностики отклика спиновой подсистемы на внешние воздействия в широком диапазоне частот. В изучении свойств манганитов наибольшее развитие получили методы,

использующие ферромагнитный резонанс и антирезонанс в области сверхвысоких частот. В то же время исследованию манганитов радиочастотными методами уделялось значительно меньшее внимание. Эта область частот представляет особый интерес, поскольку именно в этом диапазоне наблюдаемые эффекты имеют существенно большую величину, чем на постоянном токе. За счет изменения частоты глубина скин-слоя может оказываться сопоставимой с размерами образца, что позволяет проследить плавный переход между различными механизмами взаимодействия электромагнитной волны со спиновой подсистемой исследуемого материала. Скин-эффект в манганитах на частотах радиодиапазона изучался в работе [3], где отмечалась эффективность применения метода проникновения электромагнитного поля для исследования динамических свойств манганитов. В работах [4, 5] проводилось детальное исследование магнитоимпедансного эффекта: данные, полученные в широком интервале частот, сопоставлялись с результатами измерения колоссального магнитосопротивления на постоянном токе. При этом исследовалось магнитное со-

*E-mail: nossov@imp.uran.ru

**E-mail: rin@imp.uran.ru

стояние манганитов вблизи температуры фазового перехода T_C .

Магнитная восприимчивость, измеренная в манганитах на низких частотах и в постоянном магнитном поле, значительно уменьшается при $T > T_C$, а ее температурная зависимость нередко отличается от закона Кюри [6, 7]. Данные по электромагнитному поглощению, полученные на микроволновых частотах [7], и по поверхностному импедансу [8] показали, что эффекты, связанные с магнитным антирезонансом, существуют и выше температуры Кюри T_C . Эти результаты, возможно, могут быть интерпретированы как сохранение локального магнитного упорядочения в манганитах в определенном интервале температур существенно выше T_C .

Измерения электромагнитных характеристик манганитов в диапазоне радиочастот вблизи температуры магнитного фазового перехода и выявление физических механизмов, обуславливающих эти изменения, представляются весьма важными и интересными. Они составляют основную цель данной статьи. Измерения в ней выполнены с использованием методики проникновения электромагнитного поля. Эта методика ранее была детально разработана в применении к манганитам и другим средам с низкой проводимостью [9, 10]. В условиях, когда толщина пластины, через которую проникает электромагнитное поле, меньше глубины скин-слоя, изменения коэффициента прохождения в магнитном поле определяются изменениями импеданса пластины. Изменения импеданса возникают из-за изменений электросопротивления и динамической магнитной проницаемости. Поэтому, изучая проникновение радиочастотного электромагнитного поля в области температуры магнитного фазового перехода, можно получать информацию о состоянии магнитной подсистемы материала. В данной работе проникновение электромагнитного поля исследовано на частотах от 20 кГц до 10 МГц для манганитов, допированных свинцом. Эти составы являются модельными магнитными системами, в которых статические свойства определяются двойным обменом в присутствии сильных спин-решеточных взаимодействий, и имеют температуру магнитного перехода выше комнатной. В работе исследовано проникновение электромагнитного поля через пластину из манганита при температурах как ниже, так и выше температуры магнитного фазового перехода. Данные исследований радиочастотных характеристик сопоставляются с результатами измерений статических магнитных и магнитотранспортных свойств, чтобы выявить раз-

личия статических и динамических свойств вблизи температуры магнитного фазового перехода.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Манганиты лантана, допированные свинцом, $\text{La}_{0.85}\text{Pb}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.75}\text{Pb}_{0.25}\text{MnO}_3$ (далее соответственно состав 1 и состав 2), были синтезированы посредством термической обработки предварительно приготовленных прекурсоров — оксалатов свинца и марганца. Прекурсоры отжигали в течение 12 ч на воздухе при 800°C , затем прессовали, и полученные заготовки отжигали в течение 12 ч при 950°C в токе кислорода. Содержание свинца и марганца, а также соотношение $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$ в полученных образцах определяли методом потенциометрического титрования. Из массивных образцов были вырезаны пластины толщиной 1.2 мм для измерения проникновения электромагнитного поля. Результаты измерения магнитосопротивления и магнитной восприимчивости манганитов представлены на рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)$ и относительного магнитосопротивления

$$r = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(0)} 100\%,$$

где H — напряженность магнитного поля, показанные на рис. 1а, типичны для допированных манганитов. Данные по магнитосопротивлению, представленные на рис. 1, получены при напряженности магнитного поля 10 кЭ. При комнатной температуре ($T = 291\text{ K}$) и $H = 0$ удельное электросопротивление состава 1 равно $0.134\text{ Ом}\cdot\text{см}$, состава 2 — $0.185\text{ Ом}\cdot\text{см}$. У обоих манганитов магнитосопротивление отрицательно, а его температурная зависимость имеет максимум вблизи температуры перехода, который сильнее выражен для состава 2. При более высоких температурах магнитосопротивление уменьшается. Максимальное значение относительного магнитосопротивления, измеренного в поле $H = 10\text{ кЭ}$, не превышает -6.3% для состава 1 и -5.4% для состава 2. Полевая зависимость относительного магнитосопротивления манганитов, измеренная при комнатной температуре, может быть разделена на два участка (рис. 1б). Первый охватывает поля напряженностью менее 600 Э . На нем наблюдается нелинейная зависимость магнитосопротивления от величины приложенного поля. На втором участке в более сильных полях магнитосопротивление приблизительно линейно возрастает с полем.

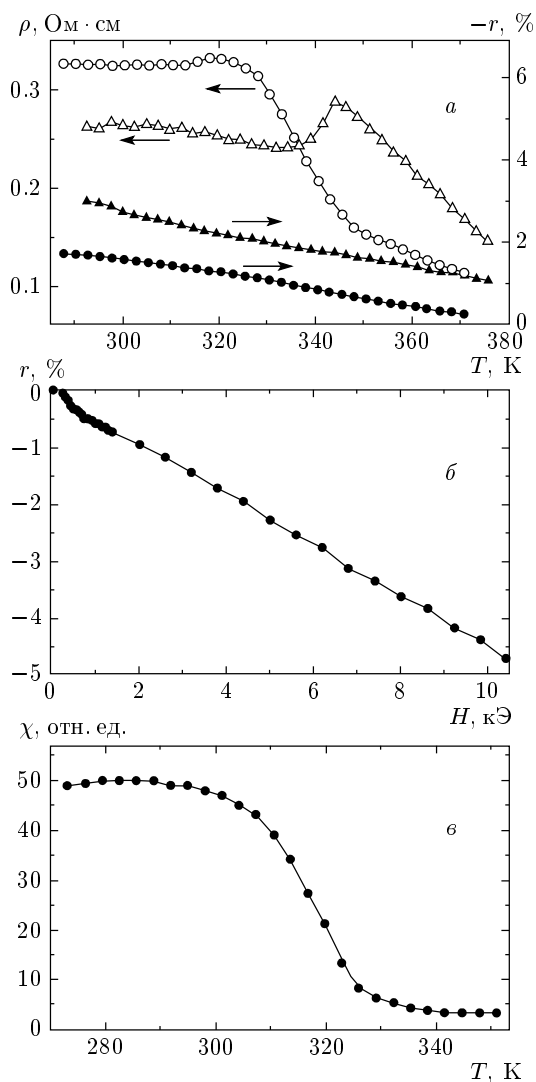


Рис. 1. Магнитосопротивление и магнитная восприимчивость манганитов лантана, содержащих свинец: *a* — температурная зависимость удельно электросопротивления и магнитосопротивления для составов 1 (кружки) и 2 (треугольники); *b* — зависимость относительного магнитосопротивления от внешнего магнитного поля для состава 2 при $T = 291$ К; *c* — температурная зависимость магнитной восприимчивости для состава 1

Температурная зависимость магнитной восприимчивости, измеренная на частоте 80 Гц для состава 1, показана на рис. 1*в*. Наблюдается резкое уменьшение восприимчивости вблизи температуры фазового перехода. Зависимости, полученные при нагревании и охлаждении, практически идентичны. По температурным зависимостям восприимчивости χ определены значения температуры магнитного фазового пе-

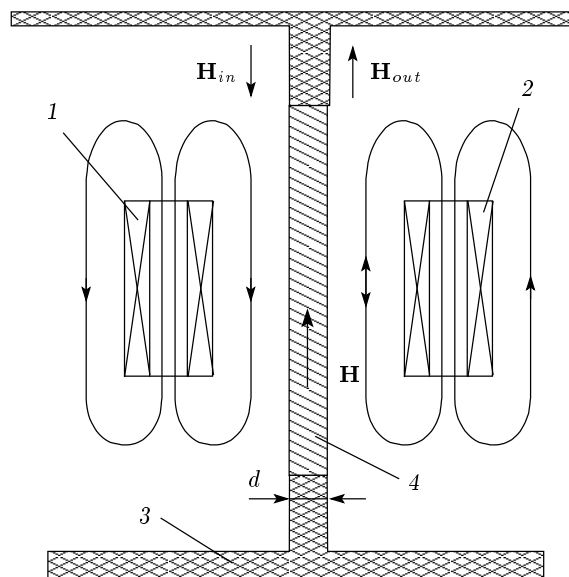


Рис. 2. Схема измерений коэффициента прохождения электромагнитного поля: 1 — излучающая катушка; 2 — приемная катушка; 3 — экран; 4 — об-разец

рехода: $T_C = 322$ К для состава 1 и $T_C = 341$ К для состава 2.

Модуль коэффициента прохождения D электромагнитного поля измеряли на частотах от 20 кГц до 10 МГц в зависимости от температуры и напряженности постоянного магнитного поля. Схема измерительной ячейки показана на рис. 2. Переменное магнитное поле напряженностью H_{in} создавали катушкой с одной стороны пластины. Поле H_{out} с противоположной стороны пластины регистрировали другой катушкой. При этом пластина манганита служила экраном. Модуль коэффициента прохождения вычисляли как $|D| = |H_{out}/H_{in}|$. Постоянное внешнее магнитное поле H прикладывалось всегда в плоскости пластины параллельно переменному. Измеряли зависимость модуля коэффициента прохождения от напряженности внешнего поля и/или температуры в интервале от 273 до 365 К.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Коэффициент прохождения радиочастотного электромагнитного поля сильно зависит от напряженности внешнего магнитного поля. Тот факт, что относительное изменение коэффициента прохождения может превышать соответствующее значение статического магнитосопротивления r , уже отмечал-

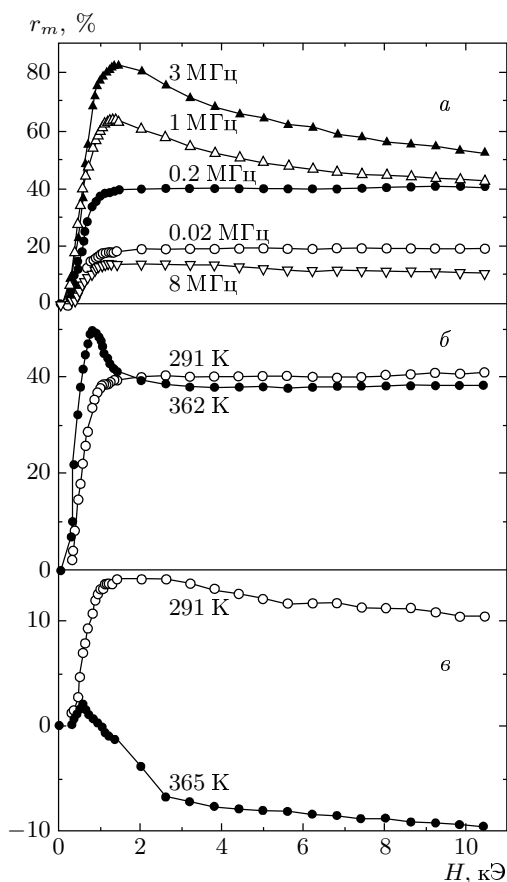


Рис. 3. Зависимости коэффициента прохождения от напряженности внешнего постоянного поля для состава 2, измеренные на разных частотах при $T = 291\text{ K}$ (а) и при разных температурах на частотах $f = 0.2\text{ МГц}$ (б) и $f = 8\text{ МГц}$ (в)

ся ранее [9]. Зависимость относительного изменения модуля коэффициента прохождения,

$$r_m = \frac{D(H) - D(0)}{D(0)} \cdot 100\%,$$

для образца состава 2, измеренная на различных частотах при комнатной температуре, показана на рис. 3а. Видно, что относительные изменения коэффициента прохождения достигают 85%. По мере возрастания частоты изменения сначала также возрастают и на полевой зависимости появляется максимум. При дальнейшем увеличении частоты изменения коэффициента в магнитном поле начинают уменьшаться.

Полевые зависимости величины r_m , измеренные при двух температурах, ниже и выше температуры магнитного фазового перехода, показаны на рис. 3б, в. Данные, приведенные на рис. 3б, получены на час-

тоте $f = 200\text{ кГц}$, а данные на рис. 3в — $f = 8\text{ МГц}$. Очевидно, что увеличение температуры выше температуры перехода радикально изменяет полевую зависимость коэффициента прохождения.

Температурная зависимость амплитуды U_{out} сигнала, прошедшего через пластину, показана на рис. 4. Амплитуда U_{out} пропорциональна модулю коэффициента прохождения D . Все зависимости получены при охлаждении образца. На рис. 4а показана зависимость, измеренная на частоте $f = 200\text{ кГц}$ без внешнего магнитного поля. Видно, что ниже температуры фазового перехода амплитуда прошедшего сигнала резко уменьшается. Зависимости, измеренные на частоте 8 МГц без поля и в поле напряженностью 8 кЭ , показаны на рис. 4б. На зависимости 1 ($H = 0$) амплитуда сигнала при температуре ниже температуры перехода также уменьшается. Во внешнем магнитном поле, достаточном для насыщения образца, отсутствует резко выраженная особенность в области температуры перехода (кривая 2).

Рассмотрим, как изменяется с температурой относительное изменение модуля коэффициента прохождения, измеренное для немагнитного ($H = 0$) и намагнитченного до насыщения ($H = 8\text{ кЭ}$) состояний. Результаты измерения на частоте 8 МГц показаны на рис. 5. Данные, представленные на рис. 4б и рис. 5, хорошо коррелируют друг с другом. По мере увеличения температуры и приближения к T_C эффективность воздействия внешнего магнитного поля уменьшается.

4. ПРОНИКНОВЕНИЕ РАДИОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЧЕРЕЗ ПРОВОДЯЩУЮ ФЕРРОМАГНИТНУЮ ПЛАСТИНУ

В этом разделе проведем краткий анализ теории проникновения электромагнитного поля через проводящую ферромагнитную пластину. На достаточно высоких микроволновых частотах (порядка гигагерц) на коэффициент прохождения существенное влияние оказывают ферромагнитный резонанс и антирезонанс [11, 12]. Ограничимся значительно более низкими частотами радиодиапазона. Задача проникновения радиочастотного электромагнитного поля неоднократно рассматривалась в литературе. Для теоретического описания наблюдаемых явлений будем использовать приближение, не учитывающее явление резонанса и антирезонанса, но допускающее изменение в широких пределах следующих параметров: частоты, глубины скин-слоя и магнитной проницаемости. Воспользуемся формулой для коэффици-

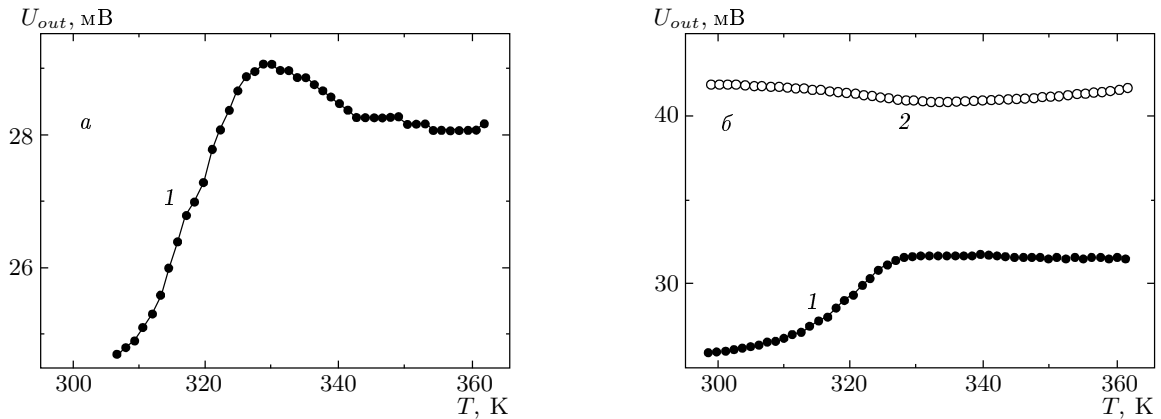


Рис. 4. Температурные зависимости амплитуды высокочастотного поля, прошедшего через пластину манганита состава 1, измеренные на частотах $f = 0.2$ МГц (а) и $f = 8$ МГц (б) в полях $H = 0$ (1) и $H = 8$ кЭ (2)

ента прохождения через проводящую пластину при нормальном скин-эффекте [13]:

$$D = \frac{2Z_m}{2Z_m \operatorname{ch}(k_m d) + Z \operatorname{sh}(k_m d)}, \quad (1)$$

где k_m — волновое число в проводящей среде, $k_m = (1 + i)/\delta$, $\delta = \sqrt{2\rho/\omega\mu\mu_0}$ — глубина скин-слоя, $\mu = 1 + \chi$ — относительная динамическая дифференциальная проницаемость, $\omega = 2\pi f$.

Коэффициент прохождения D зависит от соотношений между импедансами пластины Z_m и окружающего пространства $Z = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, а также между толщиной пластины d и глубиной скин-слоя δ . Импеданс пластины можно рассчитать по формуле

$$Z_m = \frac{1 + i}{\delta} \rho. \quad (2)$$

Для хорошо проводящей среды он всегда меньше импеданса Z , $|Z_m| \ll Z$. Возможны две ситуации, когда в знаменателе выражения (1) преобладает то или иное слагаемое. Интервалу низких частот и случаю тонкой пластинки соответствует условие

$$2Z_m \operatorname{ch}(k_m d) \gg Z \operatorname{sh}(k_m d).$$

Этот случай осуществляется при

$$k_m d \ll 1, \quad d \ll 2\rho/Z. \quad (3)$$

При этом коэффициент прохождения определяется выражением

$$D = 1/\operatorname{ch}(k_m d),$$

которое при $d \ll \delta$ принимает вид

$$|D| \approx 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{d}{\delta}\right)^4. \quad (4)$$

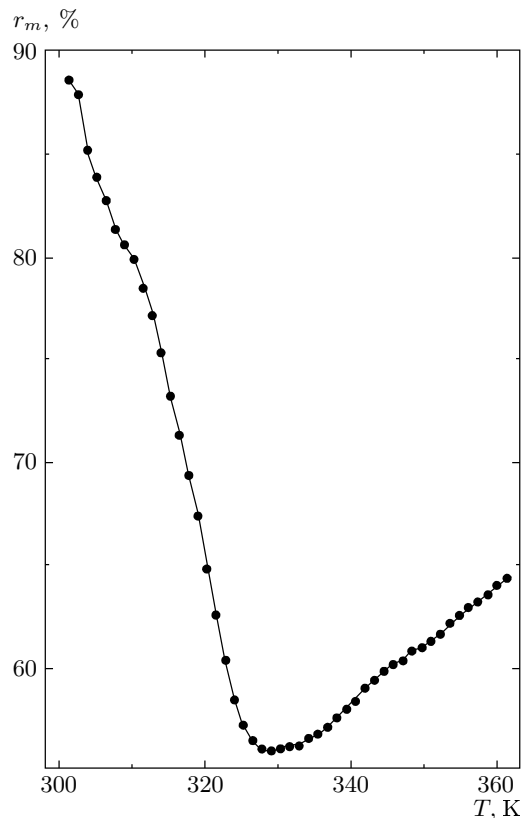


Рис. 5. Температурная зависимость относительного изменения коэффициента прохождения во внешнем магнитном поле $H = 8$ кЭ для состава 1, измеренная на частоте $f = 8$ МГц

Относительное изменение модуля коэффициента прохождения в этом случае может быть рассчитано

по формуле

$$r_m = -\frac{1}{12}d^4\omega^2\mu_0^2 \left(\frac{\mu^2(H)}{\rho^2(H)} - \frac{\mu^2(0)}{\rho^2(0)} \right). \quad (5)$$

Поскольку $d \ll \delta$, можно полагать, что величина r_m мала. Если магнитосопротивление невелико, т. е. $\rho(H) \approx \rho(0)$, то при большой начальной проницаемости $\mu(0) \gg 1$ в полях насыщения, где $\mu(H) \approx 1 \ll \mu(0)$, изменение модуля коэффициента прохождения определяется формулой

$$r_m \approx \frac{d^4\mu^2(0)\mu_0^2}{12\rho^2(0)}\omega^2 \quad \text{при } H \rightarrow \infty. \quad (6)$$

Таким образом, изменения коэффициента прохождения через очень тонкую пластину на низких частотах при $\mu(0) \gg 1$ вызваны главным образом изменениями магнитной проницаемости. Они невелики, $r_m \ll 1$, имеют положительный знак и, в случае отсутствия частотной дисперсии материальных постоянных, пропорциональны ω^2 .

Если в знаменателе выражения (1) $2Z_m \operatorname{ch}(k_m d) \ll Z \operatorname{sh}(k_m d)$, то коэффициент прохождения может быть выражен следующей формулой:

$$D = \frac{2Z_m}{Z \operatorname{sh}(k_m d)} = \frac{2(1+i)\rho}{Z\delta} \times \frac{1}{\operatorname{sh}(d/\delta) \cos(d/\delta) + i \operatorname{ch}(d/\delta) \sin(d/\delta)}, \quad (7)$$

откуда для тонкого экрана ($d \ll \delta$) имеем

$$D = \frac{2\rho}{Z\mu d}. \quad (8)$$

В этом предельном случае коэффициент прохождения действителен, если действительны материальные константы. Из выражения (8) следует формула для относительного изменения модуля коэффициента прохождения:

$$\frac{\Delta D(H)}{D(0)} = \frac{\Delta\rho(H)/\rho - \Delta\mu(H)/\mu}{1 + \Delta\mu(H)/\mu}, \quad (9)$$

где $\Delta\rho(H)/\rho$ — относительное изменение электросопротивления в магнитном поле H , $\Delta\mu(H)/\mu$ — относительное изменение магнитной проницаемости. При $|\Delta\rho/\rho| \ll 1$ и при $\mu(H \rightarrow \infty) \rightarrow 1$ имеем [9]

$$\frac{\Delta D(H \rightarrow \infty)}{D(0)} \approx \mu(0) - 1. \quad (10)$$

Формула (10) дает возможность оценить начальную динамическую магнитную проницаемость по относительному изменению коэффициента прохождения

радиочастотного поля. В этом же предельном случае из выражения (8) можно получить следующую формулу, учитывающую магнитосопротивление материала пластины:

$$\left| \frac{D(H \rightarrow \infty)}{D(0)} \right| = \mu(0) \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right). \quad (11)$$

Нам осталось проанализировать случай проводящей толстой пластины, когда $d \gg \delta$. Из формулы (7) в этом случае получаем

$$|D| = \frac{2\rho}{Z\delta \operatorname{sh}^2(d/\delta)} = \frac{8\rho}{Z\delta} \exp\left(-\frac{d}{\delta}\right). \quad (12)$$

Очевидно, что в этом случае определяющее влияние на коэффициент прохождения оказывает скин-эффект. Из выражения (12) для внешнего поля, превышающего поле насыщения, можно получить

$$\frac{D(H \rightarrow \infty)}{D(0)} = \frac{\rho(H)\delta(0)}{\rho(0)\delta(H)} \exp\left[-d \left(\frac{1}{\delta(H)} - \frac{1}{\delta(0)} \right)\right].$$

Отсюда, подставляя в явном виде выражение для глубины скин-слоя при нормальном скин-эффекте, $\delta = \sqrt{2\rho/\omega\mu\mu_0}$, и полагая $\mu(0) \gg 1$, получаем

$$\left| \frac{D(H \rightarrow \infty)}{D(0)} \right| = \sqrt{\frac{\rho(H)}{\rho(0)\mu(0)}} \exp\left[\frac{d}{\delta(0)}\right]. \quad (13)$$

Проведенный анализ прохождения электромагнитного поля через пластину ферромагнитного проводника имеет помимо отмеченных выше еще и следующие ограничения. Предполагалось, что пластина не ограничена в плоскости xy , а эксперименты выполняются с пластиной конечных размеров. Кроме того, в теоретическом анализе полагается, что падающее на пластину радиочастотное поле однородно, тогда как в эксперименте оно создается полем рассеяния катушки. Эти обстоятельства сказываются на абсолютном значении коэффициента прохождения. Однако при анализе полевых и температурных зависимостей коэффициента прохождения влияние этих источников погрешностей на величину r_m значительно меньше. Потому использование изложенного упрощенного анализа вполне оправдано для исследования качественных особенностей экспериментальных результатов.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для сопоставления экспериментальных результатов с приведенными в предыдущем разделе формулами для относительного изменения коэффициента

прохождения необходимо прежде всего установить, в какой области значений параметров выполнены измерения. Для измеренных значений удельного электросопротивления исследуемых образцов легко оценить глубину скин-слоя, рассчитанную для относительной магнитной проницаемости, равной единице, $\delta_1 = \sqrt{2\rho/\omega\mu_0}$. На частоте 1 МГц имеем $\delta_1 = 18.2$ мм для состава 1 и $\delta_1 = 21.4$ мм для состава 2. Нетрудно убедиться, что во всем диапазоне частот, в котором проведены измерения, выполняется условие $\delta_1 \gg d$. Рассмотрим сначала результаты измерений зависимости коэффициента D от напряженности магнитного поля, представленные на рис. 3а. Эти зависимости получены при комнатной температуре, когда материал находится в ферромагнитном состоянии. С ростом напряженности магнитного поля коэффициент прохождения увеличивается, при измерении на частотах свыше 0.2 МГц он достигает максимума и приближается к насыщению в более сильных полях. Различие между значениями коэффициента D в поле 8 кЭ и при $H = 0$ на всех частотах больше 10%. В то же время относительное магнитосопротивление на постоянном токе в поле 8 кЭ значительно меньше. Поэтому можно сделать вывод о том, что изменения коэффициента прохождения электромагнитного поля в данных условиях обусловлены преимущественно изменениями магнитной проницаемости. Возрастание величины r_m с увеличением частоты (при $f \leq 3$ МГц) можно связать с переходом от области низких частот, где изменения D малы и описываются формулой (5), к области, в которой изменения подчиняются формуле (9) и становятся значительно больше. Численные оценки показывают, что условие (3) в наших экспериментах не реализуется, поэтому на самых низких частотах мы имеем дело с областью перехода к условию $2Z_m \operatorname{ch}(k_m d) \ll Z \operatorname{sh}(k_m d)$. Уменьшение изменений на частотах выше 3 МГц мы связываем с уменьшением динамической магнитной проницаемости из-за частотной дисперсии.

Данные по измерению полевой зависимости D на частоте 0.2 МГц при двух температурах, представленные на рис. 3б, показали, что на кривой, измеренной при $T > T_C$, появился максимум в поле около 0.8 кЭ. Заслуживает внимания тот факт, что величина изменений r_m в сильных полях практически одинакова при обеих температурах. Большая величина изменений говорит о том, что они не могут быть обусловлены магнитосопротивлением. Остается предположить, что в исследуемом манганите при температуре $T = 362$ К, т.е. выше T_C , сохраняется локальное ферромагнитное упорядочение и достаточно велика динамическая магнитная проницае-

мость. Для условий рис. 3б оценка по формуле (10) дает для начальной относительной проницаемости величину $\mu(0) \approx 1.4$. Подобные зависимости, измеренные на частоте 8 МГц, показаны на рис. 3в. При $T = 291$ К $< T_C$ можно видеть, что изменения коэффициента прохождения положительны. Нужно полагать, что в основном они вызваны изменением μ . Выше T_C характер зависимости стал другим и изменения стали отрицательными. Именно такого знака величины r_m следует ожидать за счет влияния магнитосопротивления. На этой более высокой частоте влияние магнитной проницаемости в области выше температуры Кюри существенно меньше.

Результаты измерений, представленные на рис. 4, в целом соответствуют изложенной выше трактовке экспериментов. Действительно, на рис. 4а видно, что амплитуда сигнала, прошедшего через пластину, значительно увеличивается при $T > T_C$, что связано с уменьшением магнитной проницаемости. Амплитуда сигнала, прошедшего через пластину, в сильном поле значительно больше, чем без поля (рис. 4б). Особенность вблизи температуры Кюри в нулевом поле видна значительно более отчетливо, чем в поле насыщения. Различие в уровнях сигнала в насыщающем поле и без поля на рис. 4б обуславливают значения величины r_m . На рис. 5 видно, что по мере увеличения температуры и приближения к T_C величина относительного изменения модуля коэффициента прохождения r_m резко уменьшается. Причиной этого уменьшения является уменьшение начальной магнитной проницаемости $\mu(0)$. Однако вблизи температуры Кюри и выше нее сохраняются заметные, около 60%, изменения коэффициента прохождения. Они не могут быть вызваны магнитосопротивлением образца, так как наблюдаемые изменения имеют другой знак и их величина в несколько раз больше магнитосопротивления. Остается предположить, что эти изменения даже при $T > T_C$ в основном обусловлены изменениями магнитной проницаемости. Безусловно, результаты измерений магнитной восприимчивости, приведенные выше на рис. 1в, говорят о том, что при $T > T_C$ не сохраняется дальний магнитный порядок в образце в целом. Полученные нами данные могут быть интерпретированы таким образом, что в определенном температурном интервале выше T_C сохраняется ближнее локальное магнитное упорядочение. Полученные данные не позволяют определить размеры упорядоченных областей, но дают значение динамической начальной магнитной проницаемости, отнесенной к массивному образцу. В манганитах, содержащих

свинец, на частотах в сотни килогерц получены значения $\mu(0) \approx 1.4-1.6$. Остается отметить, что в работах [4, 6, 7], где эксперименты выполнены на более высоких частотах в единицы гигагерц, а также в [5, 14], наблюдались явления, которые можно связать с наличием локального магнитного упорядочения выше температуры Кюри.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены измерения прохождения электромагнитного поля через манганиты лантана, содержащие свинец, на частотах от десятков килогерц до десяти мегагерц. Установлено, что модуль коэффициента прохождения резко увеличивается при температуре выше температуры Кюри. Относительные изменения модуля коэффициента прохождения во внешнем постоянном магнитном поле сильно уменьшаются в области температуры Кюри и выше нее.

Полученные результаты сопоставлены с результатами статических измерений колоссального магнитосопротивления и магнитной проницаемости. Для интерпретации результатов применена теория проникновения электромагнитного поля при нормальном скин-эффекте. Полученные выражения для изменения коэффициента прохождения во внешнем магнитном поле позволили сделать оценки динамической магнитной проницаемости по измерениям проникновения поля.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в области температур $T_C < T < T_C + 20$ К существуют значительные, порядка 60 %, изменения коэффициента прохождения во внешнем поле. Эти изменения могут быть связаны с сохранением в этом интервале температур в допированных манганитах локального ближнего магнитного упорядочения.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика», грантов Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-1380.2003.2) и РФФИ (№ 04-02-16191).

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Л. Нагаев, УФН **166**, 833 (1996).
2. J. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
3. F. Owens, J. Appl. Phys. **82**, 3054 (1997).
4. M. Dominguez, S. M. Bhagat, S. E. Lofland et al., Europhys. Lett. **32**, 349 (1995).
5. S. E. Lofland, P. H. Kim, P. Dahiroc et al., J. Phys.: Condens. Matter **9**, 6697 (1997).
6. J. Fontcuberta, B. Martinez, J. L. Garsia-Munos et al., Sol. St. Comm. **97**, 1033 (1996).
7. S. E. Lofland, V. Ray, P. H. Kim et al., Phys. Rev. B **55**, 2749 (1997).
8. A. Schwartz, M. Scheffer, and S. M. Anlage, Phys. Rev. B **61**, R870 (2000).
9. A. Rinkevich, A. Nossov, M. Rigmant et al., IEEE Trans. Magn. **38**, 257 (2002).
10. В. В. Устинов, А. П. Носов, А. Б. Ринкевич и др., ДАН **380**, 179 (2001).
11. Б. Гейнрих, В. Ф. Мещеряков, Письма в ЖЭТФ **9**, 618 (1969).
12. Z. Celinski, K. B. Urquhart, and B. Heinrich, J. Magn. Magn. Mat. **166**, 6 (1997).
13. Р. А. Семенов, *Техническая электродинамика*, Связь, Москва (1972).
14. T. Saitoh, D. S. Dessau, Y. Moritomo et al., Phys. Rev. B **62**, 1039 (2000).