

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ -МАТЕРИАЛЕ С КОЛОССАЛЬНЫМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ

К.В.Багинский, В.А.Алешин, В.А.Тулин¹⁾, А.А.Арсенов, Д.А.Шулятев*, Я.М.Муковский**

*Институт проблем технологий микроэлектроники РАН
142432 Черноголовка, Московской обл., Россия*

**Московский институт стали и сплавов, 117936 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 мая 1998 г.

Исследовано высокочастотное поглощение в $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ -материале с колоссальным магнитосопротивлением вблизи критической температуры в магнитном поле. В прикритической области изучены температурные зависимости ширины, положения и интенсивности линии электронного парамагнитного резонанса.

PACS: 76.30.-v

В последнее время появился большой интерес к материалам типа $\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{MnO}_3$, обладающих колоссальным магнитосопротивлением (КМС) [1–3]. Эффект КМС связан в этих веществах с процессом намагничивания в магнитоупорядоченном состоянии [4,5]. Для лучшего понимания физики процессов, протекающих в данных материалах, важным является изучение их магнитных свойств. Один из наиболее эффективных методов изучения таких свойств является исследование поглощения высокочастотного поля в образце. При этом в парамагнитной фазе изучается электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), в магнитоупорядоченной фазе – ферро- или антиферромагнитный резонанс и в случае электропроводящих образцов – поверхностный импеданс. Этот метод позволяет изучать динамические свойства электронной системы без специальной подготовки образца (во всяком случае в парамагнитной фазе). Однако в настоящее время на удивление мало работ, посвященных таким исследованиям данных материалов [6–8], несмотря на весьма большой интерес к веществам с КМС и множество неясных мест как в их магнетизме, так и в поведении магнитосопротивления.

В данной работе исследовались высокочастотные (885 МГц) свойства $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ в магнитном поле в области температуры вблизи критической ($T_c \approx 300$ К) с целью определения температурной зависимости динамической восприимчивости (площади под кривой поглощения при ЭПР), ширины и положения линии ЭПР как флуктуационно чувствительных величин. В работе [9] ЭПР в $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ был измерен на частоте 9 ГГц, но в исследованном нами температурном интервале там имеется одна – две экспериментальные точки. Мы здесь покажем, что в малом интервале температур (десять градусов) выше температуры Кюри наблюдаются флуктуационные изменения перечисленных выше величин.

Монокристалл $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ выращивался методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом [10]. От слитка вырезались пластинки размерами

¹⁾ e-mail: tulin@

2 × 1 × 0.1 мм. Плоскость образца располагалась перпендикулярно внешнему магнитному полю. Высокочастотное поле было направлено вдоль поверхности образца. Измерения проводились на частоте 885 МГц. Мы использовали описанную ранее методику [11], наблюдая на прошедшей через спиральный резонатор мощностью при изменении внешнего магнитного поля. Спиральный резонатор изготовлялся из куска медной проволоки диаметром 1 мм и длиной $\lambda/2$, где λ – длина волны используемого электромагнитного излучения. Эта проволока свивалась в спираль диаметром ~ 1 см и длиной около 2 см. Изменение сигнала, прошедшего через резонатор, пропорционально изменению поглощения в кристалле в зависимости от внешних условий (температуры и магнитного поля). Температура измерялась термопарой медь-константан. Опорный контакт находился в теплоизолированном сосуде со смесью льда и воды. Магнитное поле создавалось внешним электромагнитом и измерялось при помощи датчика Холла. В процессе измерений медленно менялась температура (примерно на 0.5 К за один период изменения магнитного поля). Это позволило снимать одновременно температурную и магнитополевую зависимости поглощения (магнитопоглощения). Все три измеряемые величины – температура, магнитное поле и амплитуда ВЧ сигнала, прошедшего через резонатор с образцом, регистрировались на персональном компьютере через систему сбора данных. В таком варианте цикл измерений длится около 10 час. В результате получается почти исчерпывающий набор данных, который можно затем последовательно обработать.

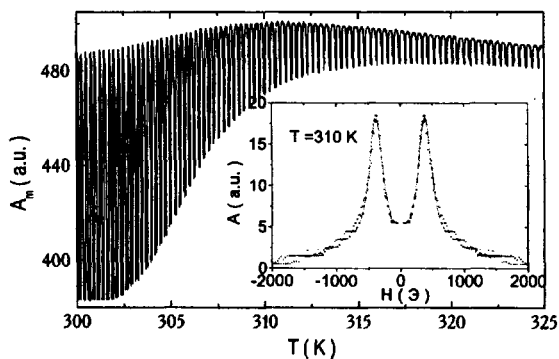


Рис.1. Центральный фрагмент температурной зависимости ВЧ магнитопоглощения для частоты 885 МГц и внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости образца. На вставке изображена линия поглощения ЭПР в $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ в области высоких температур

На рис.1 приведен центральный фрагмент температурной зависимости ВЧ магнитопоглощения для частоты 885 МГц и внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости образца. На вставке изображена линия поглощения ЭПР в $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ в области высоких температур. В наших измерениях магнитное поле разворачивалось только в одну сторону. Линию поглощения получали из отдельного фрагмента кривой на рис.1, отвечающего однократной развертке магнитного поля. Используя симметрию ЭПР относительно направления магнитного поля, данные зеркально отображались относительно оси Y (сохраняя данные положительных значений магнитного поля), затем – относительно оси X (после этого изменение сигнала пропорционально поглощению в образце). Окончательно вычитался постоянный сигнал так, чтобы в больших полях уровень сигнала был равен нулю. Для аппроксимации на участке от -1500 Э до $+1500$ Э использовалась функция, отвечающая лоренцевой

форме линии ЭПР, для двух значений резонансного поля $+H_{max}$ и $-H_{max}$,

$$Y = a + b^* \left(\frac{1}{(H - H_{max})^2 + d^2} + \frac{1}{(H + H_{max})^2 + d^2} \right). \quad (1)$$

Учитывая, что высокочастотная восприимчивость $\chi_{HF} \sim b/d$ – площади под кривой

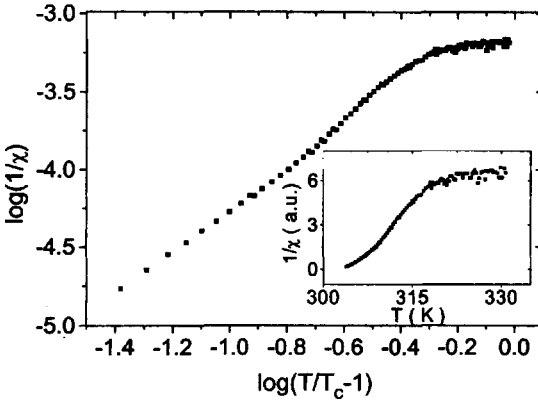


Рис.2. Зависимость обратной ВЧ восприимчивости ($1/\chi_{HF}$) от $(T/T_c - 1)$ в двойном логарифмическом масштабе, где $T_c = 302.7$ К. На вставке показана температурная зависимость $1/\chi$

поглощения, построили зависимость $1/\chi_{HF}(t)$ (см. вставку на рис.2). Для лучшего определения температуры Кюри построили зависимость $\log(1/\chi_{HF})$ от $\log(T/T_c - 1)$, где T_c варьировалось от 298 до 303 К (рис.2). На рис.2 показан график такой зависимости для значения $T_c = 302.7$ К. Эта температура выбиралась так, чтобы в двойном логарифмическом масштабе низкотемпературная часть зависимости была линейной. В этом случае области фазового перехода поведение динамической восприимчивости описывается степенным законом $1/(T - T_c)^\gamma$ с показателем $\gamma = 1.33$ и $T_c = (302.7 \pm 0.5)$ К.

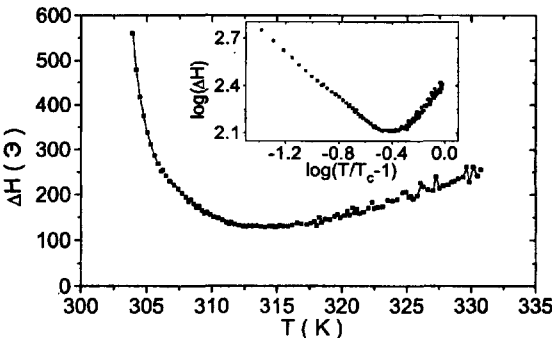


Рис.3. Температурная зависимость ширины линии ЭПР. На вставке – та же зависимость в двойном логарифмическом масштабе с $T_c = 302.7$ К

На рис.3 показано поведение ширины линии ЭПР в $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$. В области перехода значителен вклад флуктуаций, в результате чего наблюдается заметное уширение линии при приближении к температуре перехода в упорядоченное состояние. Кроме этого, выше 315 К видно увеличение ширины линии с ростом температуры. В области температуры от T_c до 315 К поведение ширины линии ЭПР описывается степенной зависимостью вида $1/(T - T_c)^\eta$, где $\eta \approx 0.72 \pm 0.05$ при значении $T_c = 302.7$ К. Для высокотемпературной части изученного нами диапазона температур ширина линии меняется по линейному закону. Следует отметить одно обстоятельство (может

быть случайное) в поведении ширины линии ЭПР. Его высокотемпературная часть описывается в шкале температуры, приведенной к T_c , то есть $\Delta H = 8.9(T - T_c)$ Э, с $T_c = (302.7 \pm 5)$ К. Количественно и качественно высокотемпературная часть результатов наших измерений ширины линии близко совпадает с данными измерений ЭПР на частоте 9 ГГц [9].

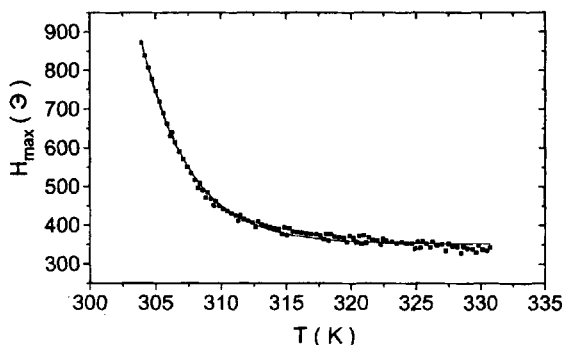


Рис.4. Температурная зависимость положения линии поглощения ЭПР. Сплошной линией показана аппроксимация данных функцией $H = H_0 + A^* e^{(T-T_c)/T_1}$

Несколько неожиданным для нас обстоятельством оказалась сильная зависимость положения линии ЭПР в $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ от температуры вблизи T_c . На рис.4 приведено поведение поля резонансного поглощения в парамагнитной области в зависимости от температуры. Для магнитного резонанса в пластине в магнитном поле, перпендикулярном плоскости пластины, частота определяется выражением

$$\nu = g\mu_B(H - 4\pi MN_z), \quad (2)$$

где g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, H – внешнее магнитное поле, M – намагниченность материала и N_z – размагничивающий фактор в направлении, перпендикулярном плоскости пластины ($N_z \approx 1$). Величину намагниченности в парамагнитной области можно выразить через статическую восприимчивость:

$$M = \int_0^{H_0} \chi(T, H) dH. \quad (3)$$

Мы попытались описать данные рис.4, используя линейное приближение поведения намагниченности от величины магнитного поля, как это принято при исследовании критического поведения вблизи точки Кюри для малых значений магнитного поля, то есть $\chi(T) \sim (T - T_c)^{-\beta}$. Эта попытка не привела к разумным результатам, что может быть связано с нелинейным характером поведения намагниченности, то есть $\chi(T < H)$, и со сравнительно большими значениями магнитного поля (порядка сотен Эрстед). В этом случае лучше говорить о намагниченности, чем о восприимчивости (может быть даже о ферромагнитном моменте, наведенном магнитным полем).

Вид результатов рис.4 более подобен экспоненциальной зависимости. Аппроксимация эффективного поля убывающей экспонентой

$$H = H_0 + A^* e^{(T-T_c)/T_1} \quad (4)$$

с $T_c = 302.7$ К хорошо описывает экспериментальные результаты с константами $H_0 = h\nu/g\mu_B = 352.4$ Э, $A^* = 728.8$ Э и T_1 – константа размерности температуры,

равная 3.7° . $A^* = 4\pi M^* N_z$ – величина размагничивающего поля при T_c , где M^* – намагниченность при T_c в соответствующем магнитном поле. Из величины A^* можно получить $M^* \approx 58$ CGSM для $N_z \approx 1$, а температурное поведение намагниченности определяется выражением типа второго слагаемого в (4). Из значения H_0 находим величину гиромангнитного отношения 2.51 ГГц/кЭ, откуда получаем фактор Ланде $g \approx 1.8$.

Таким образом, в работе изучено поведение линии ЭПР в $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ в пред-переходной в ферромагнитное состояние области температуры. Определены критические показатели степени для температурных зависимостей интенсивности и ширины линии ЭПР. Из изменения положения линии ЭПР оценена величина удельного магнитного момента вещества и получен экспоненциальный характер температурной зависимости намагниченности выше критической температуры в магнитном поле масштаба 400 Э.

Работа выполнена в рамках проекта Y-7 направления "Статистическая физика" программы "Физика квантовых и волновых процессов".

-
1. R. von Helmholt, J.Weckert, B.Holzappel et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2331 (1993).
 2. H.Y.Hwang, S.W.Cheong, P.G.Radaelli et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 914 (1995).
 3. C.Martin, A.Maignan, F.Damay, and B.Raveau, J. Solid State Chem. **134**, 198 (1997).
 4. Э.Л.Нараев, УФН **166**, 833 (1996).
 5. P.G. de Gennes, Phys. Rev. **118**, 141 (1960).
 6. S.E.Lofland, P.H.Kim, P.Dahiroc et al., J. Phys. Cond. Matt. **9**, 6697 (1997).
 7. S.E.Lofland, S.M.Bhagat, S.D.Tyagi et al., J. Appl. Phys. **80**, 3592 (1996).
 8. S.B.Oseroff et al., Phys. Rev. **B53**, 6521 (1996).
 9. S.E.Lofland, P.Kim, P.Dahiroc et al., Phys. Lett. **A233**, 476 (1997).
 10. A.M.Balbashov, S.G.Karabashev, Ya.M.Mukovskiy, and S.A.Zverkov, J. Crystal Growth **167**, 365 (1996).
 11. V.A.Alyoshin, V.A.Berezin, and V.A.Tulin, Phys. Rev. **B56**, 719 (1997).