

Резонансный отклик проводимости в СВЧ-диапазоне на воздействие переменного тока в кристаллах $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$

© Н.В. Волков, Г.А. Петраковский, К.А. Саблина

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036 Красноярск, Россия

E-mail: gap@cc.krsience.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 20 апреля 1999 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования влияния транспортного тока низкой частоты на проводимость в СВЧ-диапазоне монокристаллов $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$. В отсутствие внешнего магнитного поля сигнал отклика СВЧ-проводимости на токовое воздействие имеет вид релаксационного процесса. Во внешнем магнитном поле в спектре отклика наблюдается пик резонансного увеличения амплитуды. Резонансный отклик имеет нелинейный характер. Температурные и полевые зависимости основных параметров СВЧ-отклика находятся в прямой корреляции с поведением магнитосопротивления. Результаты проанализированы в рамках осцилляторного приближения. В качестве возможного механизма токового воздействия предлагается механизм электронного разделения фаз.

Манганиты со структурой перовскита, имеющие общую формулу $\text{R}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (где R — редкоземельные ионы, A — Sr, Ba, Ca, Pb), привлекают внимание в последние годы благодаря своим необычным магнитным и электронным свойствам [1]. Наибольший интерес, безусловно, связан с наблюдаемым для ряда составов колоссальным магнитосопротивлением (КМС) [2]. Вместе с тем полного понимания механизмов, ответственных за КМС и другие магнитоэлектрические эффекты, к настоящему времени нет. Существенный вклад в решение этого вопроса может дать привлечение нетрадиционных методов экспериментального исследования. Например, методов, направленных на изучение отклика исследуемой системы при комбинированном воздействии на нее. Кроме того, в этом случае можно ожидать новых проявлений КМС, а также появления новых эффектов, интересных с точки зрения практических приложений.

В этом плане весьма интересным оказался обнаруженный нами эффект отклика СВЧ-проводимости на воздействие переменного тока в монокристаллах $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$, проявляющих эффект КМС [3]. Характер отклика зависел от величины переменного напряжения на образце, его частоты, а также от величины внешнего магнитного поля. Это еще раз демонстрирует тесную взаимосвязь магнитных и электрических свойств в перовскитоподобных оксидах марганца. В настоящей работе предлагаются результаты детального исследования этого явления.

1. Экспериментальная часть

Исследования проводились на монокристаллах $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенных методом спонтанной кристаллизации из раствора-расплава [3]. Образец в виде полированной пластинки размерами $4 \times 2 \times 0.1 \text{ mm}^3$ помещался в пучность электрического СВЧ-поля прямоугольного резонатора ($\nu = 10 \text{ GHz}$). Резонатор включался по

схеме отражательного спектрометра магнитного резонанса. Для пропускания электрического тока через образец использовались прижимные контакты в виде тонких иголок. В ходе экспериментов измерялась СВЧ-мощность P_c , отраженная от резонатора с образцом, как функция температуры, внешнего магнитного поля, частоты и амплитуды переменного напряжения на образце.

Хорошо известно [4], что если размеры образца много меньше длины волны электромагнитного излучения и величина скин-слоя больше или сравнима с минимальными размерами образца (а в нашем случае это условие выполнялось), то изменение P_c можно однозначно связать с изменением величины комплексной диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon' - i \frac{\sigma_{MW}}{\omega}, \quad (1)$$

где σ_{MW} — проводимость в СВЧ-диапазоне, ω — частота электромагнитного излучения. Для проводящих сред обычно $\varepsilon' \ll \varepsilon''$. Действительно, в наших экспериментах мы не обнаружили изменения резонансной частоты резонатора, которое можно было бы связать с изменением ε' . Сигнал СВЧ-отклика формировался за счет изменения добротности резонатора. Относительное изменение добротности, вызванное изменением проводимости $\Delta\sigma_{MW}$, дается выражением [5]

$$\frac{\Delta Q}{Q_0} = \frac{Q_0}{\omega_0 W_0} \Delta\sigma_{MW} \int_{V_s} E^2 dV. \quad (2)$$

Формула (2) получена методом возмущений, $Q_0 = \omega_0 W_0 / (P_s + P_r)$ — собственная добротность с образцом, P_r и P_s — мощность СВЧ-потерь в стенках резонатора и образце соответственно, W_0 — энергия, запасенная в резонаторе, ω_0 — резонансная частота резонатора. Сигнал на выходе линейного СВЧ-детектора спектрометра будет связан с изменением

СВЧ-проводимости $\Delta\sigma_{MW}$ соотношением

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{1}{2} \frac{\Delta Q}{Q_0}, \quad (3)$$

где U_0 — напряжение на выходе СВЧ-детектора, соответствующее уровню падающей на резонатор мощности P_{in} , ΔU — изменение напряжения на выходе СВЧ-детектора, вызванное σ_{MW} . Окончательно

$$\Delta U = c \Delta\sigma_{MW}, \quad (4)$$

где c — величина, остающаяся неизменной в процессе измерений.

Измерение абсолютной величины σ_{MW} связано с определенными трудностями, нас же интересовало изменение величины проводимости $\Delta\sigma_{MW}$ в результате внешнего воздействия. Величина $\Delta\sigma_{MW}$ измерялась в относительных единицах. Далее для определенности изменение СВЧ-проводимости в результате токового воздействия мы будем называть СВЧ-откликом образца.

Сопротивление ρ и магнитосопротивление $(\rho(0) - \rho(H))/\rho_0 = \Delta\rho/\rho_0$ образцов на постоянном токе измерялись традиционным 4-контактным методом.

2. Экспериментальные результаты

Исследуя влияние транспортного тока на проводимость монокристаллов $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ в СВЧ-диапазоне, мы обнаружили следующее. Если к образцу приложить переменное напряжение U_{\sim} частоты f , то сигнал СВЧ-отклика, соответствующий $\Delta\sigma_{MW}$, можно представить как сумму гармонических составляющих частоты

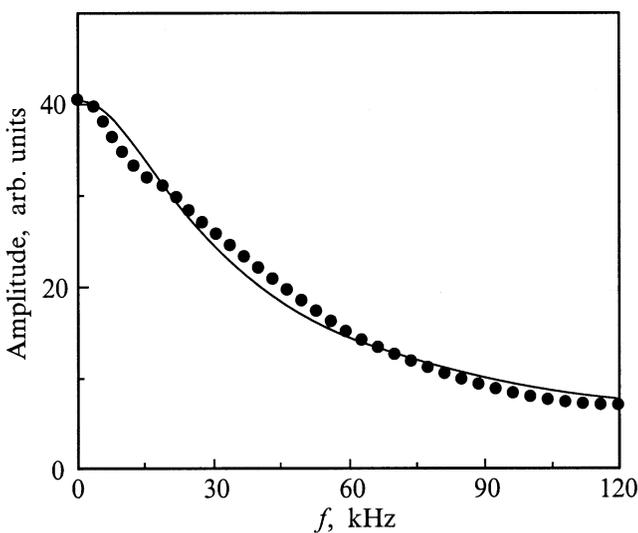


Рис. 1. Зависимость амплитуды сигнала отклика СВЧ-проводимости $\Delta\sigma_{MW}$ от частоты f воздействующего на образец переменного напряжения U . Внешнее магнитное поле $H = 0$, $U_{\sim} = 500$ мВ, $T = 300$ К. Сплошная линия — аппроксимация (см. текст).

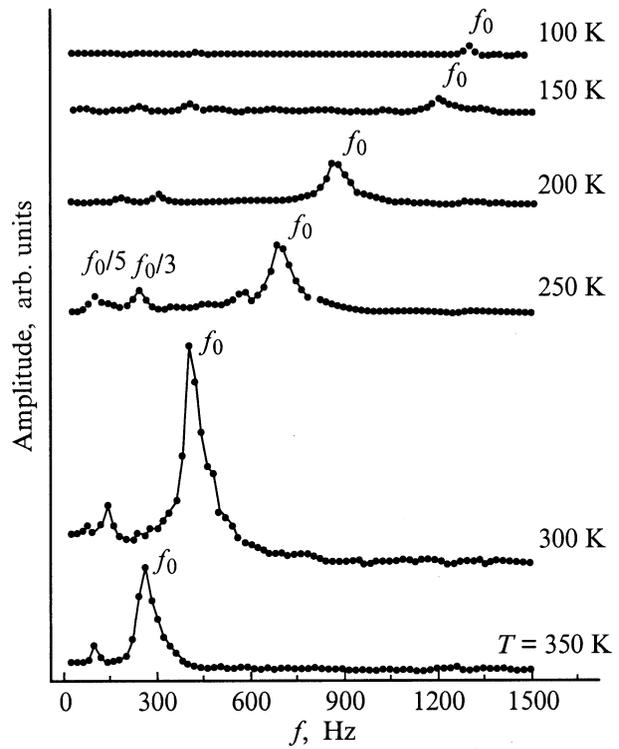


Рис. 2. Амплитуда отклика СВЧ-проводимости $\Delta\sigma_{MW}$ как функция частоты f напряжения U_{\sim} , прикладываемого к образцу, во внешнем магнитном поле $H = 7$ кОе. Приведены зависимости для разных температур, $U_{\sim} = 500$ мВ. f_0 — частота основного пика, показаны также пики отклика образца на частотах, кратных f_0 .

модулирующего напряжения на образце

$$\Delta\sigma_{MW}(t) = \sum_{i=1}^n A_i \cos(ift), \quad (5)$$

где i — номер гармоники, A_i — амплитуда i -й гармонической составляющей в сигнале отклика.

В отсутствие внешнего магнитного поля ($H = 0$) в сигнале СВЧ-отклика присутствуют только четные гармонические составляющие, причем основной вклад в величину сигнала дает составляющая на частоте $2f$. Это обстоятельство является следствием независимости отклика от полярности прикладываемого к образцу напряжения. Температурная зависимость величины $\Delta\sigma_{MW}$ была приведена в [3]. Напомним, что она полностью совпадала с поведением магнитосопротивления образцов. Что касается зависимости СВЧ-отклика от частоты f прикладываемого переменного напряжения U , — она показана на рис. 1. Данные приведены для температуры $T = 300$ К. Видно, что σ_{MW} наиболее восприимчива к низкочастотному токовому воздействию. Амплитуда $\Delta\sigma_{MW}$ быстро спадает с увеличением частоты.

Во внешнем магнитном поле амплитуда сигнала отклика незначительно уменьшается во всем частотном диапазоне, оставаясь гладкой функцией f . Но на опреде-

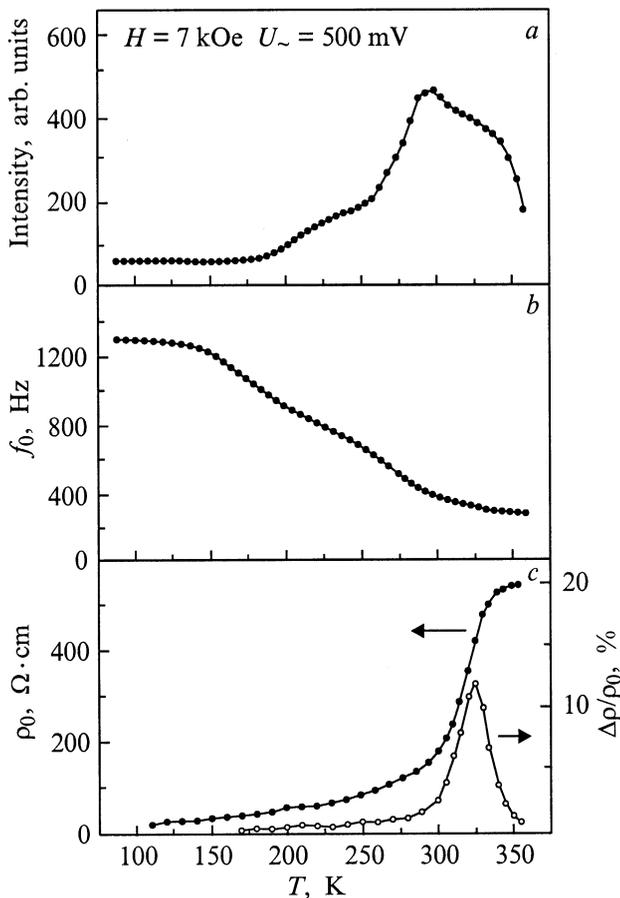


Рис. 3. Температурные зависимости интенсивности (а) и частоты (b) пика резонансного отклика СВЧ-проводимости $\Delta\sigma_{MW}$ образца на воздействие переменного напряжения, $U_{\sim} = 500$ мВ, $H = 7$ кОе. c — температурная зависимость сопротивления ρ_0 и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ в поле $H = 7$ кОе.

ленной частоте f_0 появляется пик резонансного увеличения амплитуды СВЧ-отклика. Причем вклад в увеличение отклика вносит первая гармоническая составляющая (см. выражение (5)) сигнала, которая отсутствовала в случае $H = 0$. При увеличении H интенсивность резонансного пика растет, значительно превосходя величину отклика при $H = 0$. Так, при $T = 300$ К в поле $H = 7$ кОе сигнал возрастает почти в 10 раз. Кроме непосредственно резонансного изменения $\Delta\sigma_{MW}$ на частоте f_0 спектр содержит гармонические компоненты высших частот, кратных частоте воздействия. А именно наблюдались пики отклика образца на частотах $f_0/3$, $f_0/5$. Иногда удавалось наблюдать составляющие и на частотах воздействия большей кратности.

Мы исследовали поведение эффекта резонансного возрастания СВЧ-отклика в поле $H = 7$ кОе при различных температурах (рис. 2). Величина напряжения на образце оставалась при этом постоянной ($U_{\sim} = 500$ мВ). Пик на зависимости $\Delta\sigma_{MW}$ от частоты f воздействующего на образец напряжения начинает проявляться при

$T \sim 100$ К. При повышении температуры интенсивность пика растет, и происходит его сдвиг в область низких частот. Максимум интенсивности пика резонансного увеличения амплитуды $\Delta\sigma_{MW}$ приходится примерно на температуру $T \sim 300-320$ К. При дальнейшем увеличении температуры интенсивность пика быстро уменьшается. Наиболее сильное изменение частоты f_0 резонансного отклика приходится на температурный диапазон 150–300 К. Все это хорошо иллюстрирует рис. 3, а, b. Обращает на себя внимание совпадение основных особенностей на указанных зависимостях с поведением магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ в исследуемых кристаллах (рис. 3, c). Пик резонансного отклика имеет максимальную интенсивность при температуре $T \sim 300$ К, где начинается быстрый рост $\Delta\rho/\rho_0$. Резкий спад интенсивности отклика сопровождается уменьшением величины $\Delta\rho/\rho_0$. Оба эффекта практически не наблюдаются при $T > T_c \sim 360$ К.

На рис. 4 показана часть из семейства кривых резонансного СВЧ-отклика, полученных при варьировании величины переменного напряжения U_{\sim} на образце. Температура $T = 300$ К и магнитное поле $H = 7$ кОе были фиксированы. Хорошо видно, что при увеличении U_{\sim} происходит увеличение интенсивности резонансной линии, при этом она деформируется. Максимум кривой смещается в сторону меньших частот. Положение пиков на частотах $f_0/3$, $f_0/5$ в спектре не изменяется. Такое поведение является характерным для вынужденных колебаний в нелинейных системах при гармоническом силовом воздействии. Заметим еще, что при больших

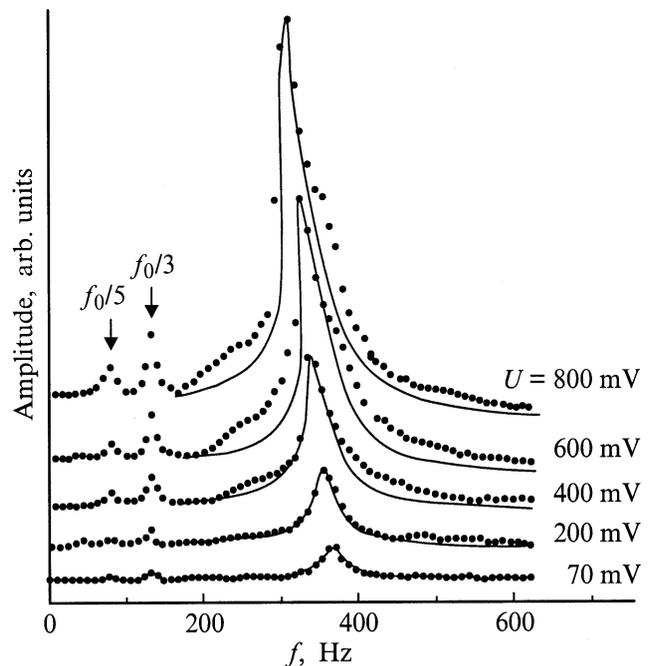


Рис. 4. Кривые резонансного отклика СВЧ-проводимости $\Delta\sigma_{MW}$ для различных значений U_{\sim} во внешнем магнитном поле $H = 7$ кОе при $T = 300$ К. Сплошные линии — расчет в приближении нелинейного осциллятора (см. текст).

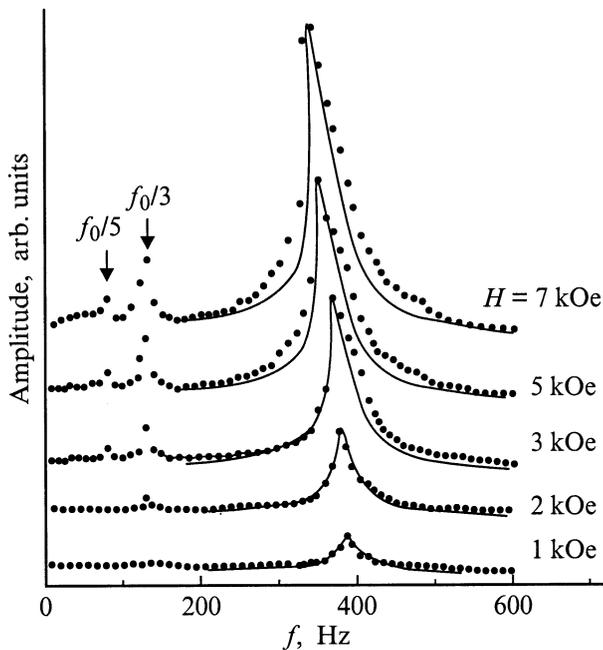


Рис. 5. Кривые резонансного отклика СВЧ-проводимости $\Delta\sigma_{MW}$ для различных значений внешнего магнитного поля, $U_{\sim} = 500$ мВ при $T = 300$ К. Сплошные линии — расчет в приближении нелинейного осциллятора (см. текст).

амплитудах напряжения U_{\sim} наблюдается незначительный гистерезис в записи резонансной кривой в случае увеличения и уменьшения частоты f . Такая неоднозначность резонансной кривой также является следствием нелинейности исследуемой системы.

Интересно, что если при заданной температуре зафиксировать U_{\sim} , то, изменяя величину внешнего магнитного поля, мы получим аналогичное семейство резонансных кривых (рис. 5). Из чего можно заключить, что амплитуда воздействующей силы зависит от комбинации величин H и U_{\sim} .

Заметим, что разные образцы могли иметь несколько отличную величину f_0 , ширину и форму пиков резонансного отклика при фиксированной температуре. Вместе с тем характер поведения описанных эффектов полностью сохранялся. Наблюдаемые отличия мы связываем с качеством монокристаллов, в том числе с неоднородным распределением примеси по образцу. Косвенно этот вывод подтверждается магниторезонансными исследованиями кристаллов.

3. Обсуждение

Сам по себе факт влияния как постоянного, так и переменного транспортного тока на электрические свойства монокристаллов $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ оказался неожиданным. По-видимому, наблюдаемый эффект — это еще одно проявление необычных электрических и магнитных свойств перовскитоподобных марганцевых оксидов, так что ме-

ханизмы токового воздействия и КМС в исследуемых кристаллах имеют одну природу. Это подтверждается, во-первых, корреляцией всех основных особенностей при исследовании температурных зависимостей, а также характером поведения эффектов во внешнем магнитном поле.

Для детального описания реакции системы на изменение внешних параметров необходимо знание ее внутренней структуры, т. е. существующих в ней взаимодействий и конкретных механизмов воздействия тока и магнитного поля на состояние вещества. К сожалению, главный вопрос о механизмах действия тока на СВЧ-проводимость, как, впрочем, и о природе других магнитоэлектрических эффектов в манганитах, остается открытым.

С другой стороны, по реакции системы на возмущение можно судить о ее внутренней структуре. Таким образом, анализ динамического поведения σ_{MW} как функции амплитуды и частоты модулирующего напряжения, температуры и магнитного поля позволит получить дополнительную информацию о характере взаимодействий в системе.

Остановимся прежде всего на случае $H = 0$. Поведение амплитуды отклика от частоты переменного напряжения на образце (рис. 1) характерно для случая, когда процессы, обуславливающие изменение свойств системы, протекают с конечной скоростью. В результате возникает известное запаздывание реакции системы на внешнее возмущение (ярким примером такого поведения является магнитное последствие). В простейшем случае функция $\sigma_{MW}(t)$ будет определяться одним временем релаксации τ_r . Математически это можно записать в виде [6]

$$\frac{\partial \sigma_{MW}}{\partial t} = -\frac{\sigma_{MW} - \sigma_{MW}^e}{\tau_r}, \quad (6)$$

где σ_{MW}^e — равновесное значение СВЧ-проводимости, к которому релаксирует система. Будем считать, что возмущение мало, тогда, согласно данным, полученным в [3], отклик в первом приближении можно представить в виде

$$\sigma_{MW}^e = \xi U^2 + \sigma_0, \quad (7)$$

ξ — константа, квадратичная зависимость от U есть следствие независимости $\Delta\sigma_{MW}$ от полярности прикладываемого напряжения, σ_0 — постоянная составляющая СВЧ-проводимости, в эксперименте не проявляется. Представим переменное напряжение на образце как

$$U = U_0 e^{ift}. \quad (8)$$

Из-за запаздывания для СВЧ-проводимости можем записать

$$\sigma_{MW} = A_2 e^{i(2ft - \delta)} + \sigma_0, \quad (9)$$

где $2f$ соответствует отклику на удвоенной частоте возмущения, A_2 — амплитуда отклика. Подставляя (7),

(8), (9) в (6), находим

$$A_2 = \frac{\xi U_0^2}{1 + (2f\tau_r)^2} (\cos \delta + 2f\tau_r \sin \delta), \quad (10)$$

$$\operatorname{tg}(\delta) = 2f\tau_r. \quad (11)$$

Полученные зависимости с хорошей точностью совпадают с экспериментальными при $\xi = 162$ ($U_{\sim} = 500$ мВ), $\tau_r = 4.4 \cdot 10^{-5}$ с.

Таким образом, использование только одной постоянной времени τ_r является достаточно хорошим приближением, определяющим скорость реакции образца на приложенное напряжение. По сути мы использовали классическую релаксационную модель — ”передемпфированный осциллятор”, когда коэффициент трения много больше характерной собственной частоты осциллятора. Реально, скорее всего, то, что процессы, оказывающие влияние на изменение электрических свойств исследуемых материалов, должны характеризоваться спектром постоянных времени (ансамбль осцилляторов с определенной функцией распределения). Используемое нами приближение соответствует введению некоторой средней эффективной постоянной времени. Более полное заключение можно будет сделать после специальных исследований временного поведения отклика системы на возмущение.

Мы же остановимся на поведении СВЧ-отклика образца на воздействие переменного тока во внешнем магнитном поле. Новым моментом здесь является резонансное увеличение амплитуды отклика на частотах f_0 , $f_0/3$, $f_0/5$ при сохранении релаксационного поведения на всех других частотах. Таким образом, динамическое поведение СВЧ-проводимости образца во внешнем магнитном поле характеризуется двумя постоянными времени ($\tau_r \sim 10^{-3}$ с и $\tau_0 \sim 1/f_0 \sim 10^{-3}$ с), отличающимися по величине на 2 порядка. Такое отличие позволяет в первом приближении процессы, отвечающие за каждое из времен, рассматривать отдельно.

Из приведенных экспериментальных данных очевидно, что мы имеем дело с вынужденными колебаниями в нелинейной динамической системе. Вполне естественно в качестве первого шага выбрать простейшую модель — нелинейный осциллятор. В рамках такого приближения уравнение движения для динамического поведения СВЧ-проводимости σ_{MW} рассматриваемой системы мы можем записать в виде

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\delta \frac{dx}{dt} + f_0^2 x + g(x) = P \cos(\Omega t). \quad (12)$$

Здесь $x = \sigma_{MW}/\sigma_n$ — безразмерная переменная, σ_n — произвольный нормировочный множитель, δ — параметр затухания, f_0 — собственная частота линейного осциллятора, P — амплитуда внешней силы, Ω — ее частота, $g(x) = -\partial U(x)/\partial x$ — функция, характеризующая нелинейность, $U(x)$ — потенциальная энергия осциллятора.

Свойства системы, определяющие частоту собственных колебаний f_0 , изменяются с температурой, при

фиксированной температуре f_0 остается константой. Об этом можно судить по неизменности положения пиков на частотах $f_0/3$, $f_0/5$ в спектре отклика. Изменение частоты осциллятора при изменении амплитуды колебаний есть следствие нелинейности (неизохронность). Присутствие в спектре отклика только нечетных гармоник позволяет заключить, что функция $g(x)$ должна быть нечетной. Обычно нелинейные зависимости, определяющие свойства системы, аппроксимируют полиномом. Таким образом, ограничиваясь точностью до седьмой степени по x , имеем

$$g(x) = \alpha x^3 + \beta x^5 + \gamma x^7. \quad (13)$$

Дальнейший анализ показывает, что в рамках рассматриваемой модели δ также остается неизменной при фиксированной температуре. Величины U_{\sim} и H определяют амплитуду внешней силы

$$P = P(U_{\sim}, H). \quad (14)$$

Ограничимся решением уравнения (12) на частоте внешней силы. Его для случая слабой нелинейности легко получить, например, методом гармонического приближения [7]

$$f^2 = (f_m^2 - 2\delta^2) \pm \sqrt{\frac{P^2}{A^2} - 4\delta^2(f_m^2 - \delta^2)}, \quad (15)$$

где

$$f_m^2 = f_0^2 \left(1 + \frac{3}{4}\alpha A^2 + \frac{5}{8}\beta A^4 + \frac{35}{64}\gamma A^6 \right) \quad (16)$$

— квадрат частоты той же нелинейной системы при $\delta = 0$, A — амплитуда. Используя уравнение ”скелетной кривой” (16), нетрудно определить экспериментальные значения параметров α , β , γ . Наилучшая аппроксимация получалась при $\alpha = -1.25 \cdot 10^{-5}$, $\beta = 2.45 \cdot 10^{-10}$, $\gamma = -1.5 \cdot 10^{-15}$ независимо от того, какой параметр внешнего возмущения, U_{\sim} или H , мы меняем. Далее, используя подгонку экспериментальных кривых решением (15) (рис. 4, 5), мы можем получить вид зависимости (14). Расчет показывает, что внешняя сила P является линейной функцией как U_{\sim} , так и H . Заметим, что в рамках используемого нами приближения теоретические кривые резонансного отклика достаточно хорошо описывают экспериментальные зависимости.

Зная $g(x)$, можно восстановить вид потенциальной функции исследуемой системы и представить полную качественную картину движения нелинейного осциллятора. Нас же больше интересует, каково физическое содержание определенных нами зависимостей, как они связаны с конкретными взаимодействиями в веществе. К сожалению, как неоднократно отмечалось, однозначного понимания механизмов нет.

Мы, как и прежде [3], придерживаемся точки зрения, что в основе рассматриваемых явлений лежит механизм фазового расслоения [2,8]. В обоснованности такого подхода нас убеждают дополнительные магниторезонансные

исследования монокристаллов $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$. В широком температурном диапазоне ниже T_c наблюдаются две линии магнитного резонансного поглощения, которые соответствуют двум магнитным фазам в образце. Частотно-полевые зависимости позволяют идентифицировать их как ферромагнитную (ФМ) и парамагнитную фазы. Более того, соотношение между объемами фаз при фиксированной температуре управляется величиной внешнего магнитного поля. Именно это обстоятельство лежит в основе механизма, объясняющего КМС.

В нашем случае транспортный ток, так же как и магнитное поле, влияет на соотношение объемов фаз, различающихся магнитным состоянием и соответственно проводимостью. Это сказывается на СВЧ-проводимости образца [3]. Причем отклик образца на действие тока имеет противоположный знак по сравнению с магнитным полем. Качественно это можно понять, исходя из следующих соображений. Полная свободная энергия двухфазной системы дается выражением [9]

$$E = E_V + E_S + E_Q + E_M. \quad (17)$$

Здесь E_V и E_S — соответственно объемная и поверхностная энергии электронов проводимости, E_Q — энергия кулоновского взаимодействия областей с различной концентрацией электронов, E_M — магнитная энергия, включающая в себя энергию s - d -обмена, прямого обменного взаимодействия и взаимодействия с внешним полем. Применяя к (17) вариационный принцип, можно получить равновесное значение размеров фазовой неоднородности. Внешнее магнитное поле затрагивает магнитную часть свободной энергии E_M , что ведет к увеличению объема ФМ фазы кристалла [10]. Транспортный ток приводит к увеличению кинетической энергии электронов проводимости (изменяются E_V и E_S), это приводит к разрушению ферромагнетизма и соответственно к уменьшению объема ФМ фазы в кристалле.

Отклик системы на воздействие переменного тока определяется динамикой изменения объемов фаз. В этом случае частота f_0 , по-видимому, должна отражать характерный размер фазовой неоднородности. При увеличении температуры объем неосновной фазы увеличивается и, как следствие, уменьшается частота f_0 , а интенсивность резонансного отклика растет (рис. 3). Выше T_c образец становится пространственно однородным.

В рамках осцилляторного подхода двухфазную систему можно описать с помощью модели бистабильного осциллятора. В этом случае наличие двух характерных временных масштабов τ_r и τ_0 обусловлено следующим. Релаксационное поведение соответствует движению в окрестности одного из состояний равновесия (внутриямная динамика), другой временной масштаб характеризует среднее время перехода через потенциальный барьер (глобальная динамика).

Таким образом, проведенные нами экспериментальные исследования выявили два характерных сценария поведения СВЧ-проводимости при воздействии переменного

тока в монокристаллических образцах $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$. В отсутствие внешнего магнитного поля отклик носит релаксационный характер с характерным временем релаксации $\tau_r \sim 10^{-5}$ s. Во внешнем магнитном поле в спектре отклика в области низких частот на фоне релаксационного поведения возникают пики резонансного увеличения амплитуды отклика. Анализ результатов в рамках осцилляторного подхода позволил получить параметры системы, определяющие характер возможных взаимодействий, ответственных за наблюдаемые магнитоэлектрические эффекты.

В заключение хотелось бы заметить, что представляет интерес вопрос о временном поведении проводимости манганитов при воздействии магнитного поля. Таких исследований, по нашим данным, в настоящее время нет, хотя это обстоятельство является принципиальным с точки зрения практических приложений эффекта КМС.

Список литературы

- [1] A.J. Millis. Nature **392**, 147 (1998).
- [2] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 8, 833 (1996).
- [3] Н.В. Волков, Г.А. Петраковский, К.А. Саблина, С.В. Коваль. ФТТ **41**, 11, 2007 (1999).
- [4] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 520 с.
- [5] Ю.Е. Гордиенко, Б.Г. Бородин. ПТЭ **1**, 189 (1984).
- [6] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Мир, М. (1987). 419 с.
- [7] В.В. Мигулин, В.И. Медведев, Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин. Основы теории колебаний. Наука, М. (1978). 392 с.
- [8] Л.Г. Горьков. УФН **168**, 6, 664 (1998).
- [9] Э.Л. Нагаев. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. Наука, М. (1988). 232 с.
- [10] E.L. Nagaev. ЖЭТФ **114**, 6(12), 2225 (1998).