PACS: 75.60.–d, 71.30.+h, 73.63.Bd, 75.30.Cr

В.Т. Довгий, А.И. Линник, В.И. Каменев, В.Ю. Таренков,
С.Л. Сидоров, Б.М. Тодрис, В.И. Михайлов, Н.В. Давыдейко,
Т.А. Линник, Ю.Ф. Попов, А.М. Балбашов

ОСОБЕННОСТИ ИМПУЛЬСНОГО И КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$

Статья поступила в редакцию 30 апреля 2014 года

Исследованы особенности перемагничивания монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ в квазистатическом и импульсном магнитных полях. Изучена релаксация намагниченности и сопротивления после воздействия сильного магнитного поля. Показано, что релаксационные кривые аппроксимируются двумя экспонентами с различными постоянными времени, связанными с релаксацией метастабильной ферромагнитной (FM) фазы к двум различным антиферромагнитным (AFM) кристаллическим структурам (I_{mma} и $p2_1/m$). Для области температур ниже 150 K предложен механизм фазовых переходов: анитиферромагнитной изолирующей ↔ ферромагнитной металлической (AFM/I ↔ FM/M) и существования высокопроводящего состояния образца после снятия намагничивающего поля. Механизм обусловлен структурным переходом, который индуцирован магнитным полем (за счет магнитострикции), и медленной релаксацией FM-фазы (большего объема) к равновесной AFM-фазе (меньшего объема) после снятия поля. Показано, что для температуры 18 K при импульсном перемагничивании время реализации фазового перехода AFM/I → FM/M на 6–7 порядков меньше времени реализации фазового перехода FM/M → AFM/I.

Ключевые слова: манганиты, намагниченность, удельное сопротивление, фазовые переходы, зарядовое и орбитальное упорядочение, релаксация

Досліджено особливості перемагнічування монокристала $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ у квазістатичному й імпульсному магнітних полях. Вивчено релаксацію намагніченості й опору після дії сильного магнітного поля. Показано, що релаксаційні криві апроксимуються двома експонентами з різними постійними часу, пов'язаними з релаксацією метастабільної феромагнітної (FM) фази до двох різних антиферомагнітних (AFM) кристалічних структур (I_{mma} і $p2_1/m$). Для області температур нижче 150 K запропоновано механізм фазових переходів: антиферомагнітної ізолюючої ↔ феромагнітної металевої (AFM/I ↔ FM/M) та існування високопровідного стану зразка після зняття поля, що намагнічує. Механізм обумовлено структурним переходом, який індуковано магнітним полем (за рахунок магнітострикції), і повільною релаксацією FM-фази (більшого об'єму) до рівноважної AFM-фази (меншого об'єму) після зняття поля. Показа-

© В.Т. Довгий, А.И. Линник, В.И. Каменев, В.Ю. Таренков, С.Л. Сидоров, Б.М. Тодрис, В.И. Михайлов, Н.В. Давыдейко, Т.А. Линник, Ю.Ф. Попов, А.М. Балбашов, 2015

но, що для температури 18 K при імпульсному перемагнічуванні час реалізації фазового переходу AFM/I → FM/M на 6–7 порядків менше часу реалізації фазового переходу FM/M → AFM/I.

Ключові слова: манганіти, намагніченість, питомий опір, фазові переходи, зарядове й орбітальне впорядкування, релаксація

1. Введение

Развитие нового направления микроэлектроники – спинтроники – требует разработки и использования новых материалов, в которых процессы переноса заряда определяются их магнитным состоянием. В этом отношении редкоземельные манганиты со структурой перовскита типа $R_{1-x}M_xMnO_3$ (где R – трехвалентные ионы La, Pr, Nd и других редкоземельных элементов, M – двухвалентные ионы Sr, Ca, Ba) являются перспективными материалами [1–3]. Природа наблюдаемого в них колоссального магнитосопротивления до конца не установлена. Эти системы демонстрируют богатые фазовые диаграммы с разнообразными типами структурного, магнитного, зарядового и орбитального упорядочения [4], в которых наблюдается уникальная взаимосвязь электронных, магнитных и структурных свойств.

Манганиты с половинным замещением интересны тем, что демонстрируют спиновое, зарядовое и орбитальное упорядочение, а также индуцированные магнитным полем структурные и магнитные фазовые переходы, обладают свойствами мультиферроиков. Для практического применения этих материалов и понимания физической природы происходящих в них процессов необходимо выяснить несколько принципиальных вопросов:

1) почему в составе $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ все три фазовых перехода (структурный, магнитный, зарядового и орбитального упорядочения) совпадают по температуре, а в других составах – нет?

2) каким образом в данном образце при низких температурах происходит переход из AFM- в FM-состояние в магнитном поле несколько тесла, если шкала энергий следующая: щель в плотности состояний при температуре зарядового упорядочения ~ 300 meV [5], энергия зарядового упорядочения ~ 12 meV, а энергия магнитного поля 9 T составляет только ~ 1.8 meV [6]?

3) каковы причины сохранения при низких температурах высокопроводящего состояния образца после снятия намагничивающего поля?

В настоящей работе проведены исследования структурных, магнитных и транспортных свойств монокристаллов состава $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ в широкой (6–300 K) области температур, квазистатическом магнитном поле до 9 T, импульсном магнитном поле до 14 T. Особое внимание было уделено изучению процессов релаксации намагниченности и сопротивления после воздействия магнитного поля 9 T.

Цель работы – выяснение природы гистерезисного характера поведения полевых зависимостей сопротивления и намагниченности при низких температурах в импульсном и квазистатическом магнитных полях до 14 T, изучение природы фазовых переходов AFM → FM и FM → AFM, их временных характеристик, установление причины существования высокопроводящего состояния образца после снятия магнитного поля.

2. Результаты эксперимента и обсуждение

Монокристаллические образцы состава $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ выращены методом плавающей зоны с радиационным нагревом [7]. Параметры кристаллической решетки и направления кристаллографических осей определяли на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2 (Ni K_α-излучение) по положению линий (600), (060), (008). Исследованные образцы обладали орторомбической структурой P_{nma} с постоянными решетки: a = 0.54780 nm, b = 0.54308 nm, c = 0.76116 nm. Степень искажений в плоскости a–b кристалла достаточно мала (оси a и b отличаются на 0.9%). Поэтому при кристаллизации указанные кристаллографические направления не выдерживаются, что приводит к формированию в образце двойников. Это проявляется в раздвоении рентгеновских рефлексов. Однако полуширина кривых качания для всех направлений не превышала 1.5°, что свидетельствует о достаточном совершенстве полученных кристаллов. Следует заметить, что двойникование является характерной особенностью монокристаллов манганитов с искаженной перовскитовой структурой.

Измерение полевых и температурных зависимостей намагниченности и сопротивления и исследование процесса их релаксации выполняли на установке PPMS-9 в квазистатическом магнитном поле. Сопротивление образца определяли четырехзондовым методом в следующей геометрии: измерительный ток – вдоль оси c кристалла, магнитное поле – перпендикулярно току. В импульсном магнитном поле были исследованы зависимости $M(H)$ в интервале температур 18–200 K с помощью индукционной методики. При этом в каждом цикле измерений на образец воздействовали двуполярным импульсом магнитного поля общей длительностью 1.5 ms. Во всех экспериментах магнитное поле было направлено перпендикулярно оси c кристалла.

Монокристаллы состава $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ при охлаждении от комнатной температуры испытывают следующие преобразования: парамагнитный изолятор (PM/I)–ферромагнитный металл (FM/M) (255 K), ферромагнитный металл (FM/M) (255–150 K)–антиферромагнитный изолятор (AFM/I) (< 150 K) [4,8]. По данным нейтронографических и магнитных исследований в манганите $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ при T < 150 K сосуществуют три фазы: AFM CE-типа (~ 60%), AFM A-типа (~ 20%) и FM (~ 20%) с объемом элементарной ячейки V_{CE} = 159.1 Å^3 (моноклинная симметрия), V_A = 158.65 Å^3, V_{FM} = 159.4 Å^3 (орторомбическая симметрия) [9]. В то же время при T >150 K основной

(> 80%) является FM-фаза с соответствующим наибольшим объемом элементарной ячейки.

В настоящей работе эксперименты по импульсному и квазистатическому перемагничиванию выполняли в температурном диапазоне ниже 150 K, т.е. в области существования антиферромагнитного изолятора. Исследование температурных зависимостей намагниченности и сопротивления проводили в диапазоне 6–300 K. При этом были обнаружены все вышеуказанные фазовые переходы. Отметим, что фазовый переход металл–диэлектрик при T = = 150 K для данного монокристалла, по-видимому, можно отнести к переходам металл–изолятор моттовского типа [10].

На рис. 1 приведены полевые зависимости намагниченности $M(H)$ и удельного сопротивления $\rho(H)$ (на вставке) при температуре 10 K в квазистатическом поле (кривые *1–4*) и при температуре 18 K в импульсном поле (кривые *5–7*). Кривые намагничивания в квазистатическом поле демонстрируют сосуществование FM- и AFM-фаз. Каждый раз после установления равновесного состояния образца начальные участки кривых $M(H)$ идут по одной и той же кривой *4* и в низких полях соответствуют намагничиванию существующей ферромагнитной фазы (см. ниже), а гистерезисные участки $M(H)$ (кривые *1–3*) в высоких полях соответствуют перемагничиванию фаз AFM/I–FM/M.

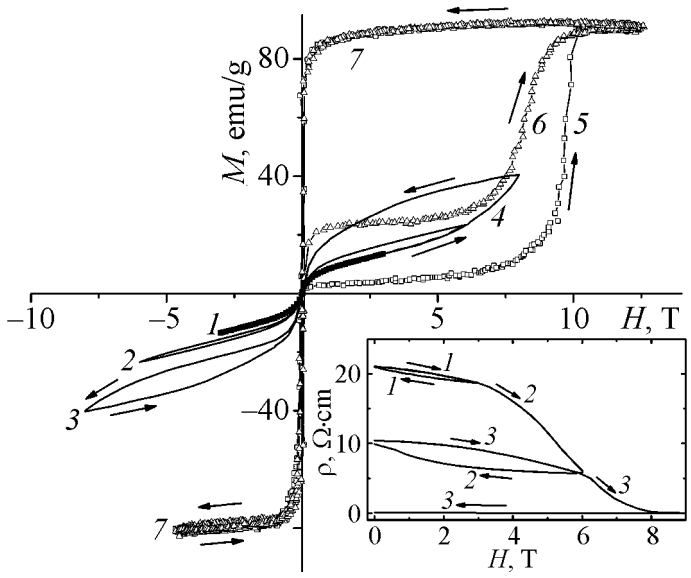

Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ и удельного сопротивления $\rho(H)$ (на вставке) монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ при температуре 10 K в квазистатическом поле (кривые *1–4*) и при температуре 18 K в импульсном поле (кривые 5–7): *1*, *2* и *3* – гистерезис при последовательном намагничивании и размагничивании образца в поле до 3, 6 и 8(9) T соответственно; *4* и *5* – кривые намагничивания образца из равновесного (AFM/I) состояния в квазистатическом и импульсном поле соответственно; *6* – кривая намагничивания образца, частично сохранившего неравновесную фазу FM/M; *7* – кривая перемагничивания образца, испытавшего фазовый переход AFM/I → FM/M

Поведение образца в импульсном поле заметно отличается от его поведения в квазистатическом поле. Для образца, находящегося изначально в равновесном состоянии, намагничивание начинается по кривой *5*, а переход AFM/I–FM/M происходит резко при величине импульсного поля порядка 10 T. Размагничивание и перемагничивание в отрицательном поле идут по кривой *7*, пока поле не обратится в нуль. Повторное воздействие импульсного поля через 5–10 min после окончания первого цикла начинается по кривой *6*. При этом переход AFM/I–FM/M наблюдается при величине импульсного поля порядка 8 T. Далее перемагничивание снова идет по кривой *7*.

Полевые зависимости удельного сопротивления $\rho(H)$ (см. вставку рис. 1) при 10 K в квазистатическом поле также проявляют гистерезисный характер, демонстрируют резкое уменьшение сопротивления в магнитном поле 9 T и сохранение этого высокопроводящего состояния после снятия магнитного поля. Отметим, что при намагничивании до 3 T зависимость $\rho(H)$ имеет очень слабый гистерезис и обратима (кривая *1–1*). В то же время после намагничивания до 6 T сопротивление образца заметно уменьшается и после сброса поля не возвращается к исходному значению (кривая *2–2*). Последовавший вскоре следующий цикл намагничивания до 9 T начинается от этого нового значения сопротивления, дает еще больший гистерезис и приводит к упомянутому высокопроводящему состоянию (кривая *3–3*). При сопоставлении зависимостей $M(H)$ и $\rho(H)$ обнаруживается противоречие: кривые намагниченности «замкнуты» и образец в нулевом поле размагничен, а кривые удельного сопротивления «разомкнуты» (кроме цикла *1–1*) и при увеличении магнитного поля до 9 T, а затем при его снижении до 0 низкоомное состояние сохраняется.

Для сравнения влияния импульсного и квазистатического магнитных полей на магнитные переходы AFM/I–FM/M в монокристалле $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ на рис. 2 приведена *T–H*-диаграмма. Из фазовой диаграммы видно, что область существования метастабильной фазы FM/M в импульсном поле значительно шире, чем в квазистатическом. При этом в импульсном поле при низких (18 K)

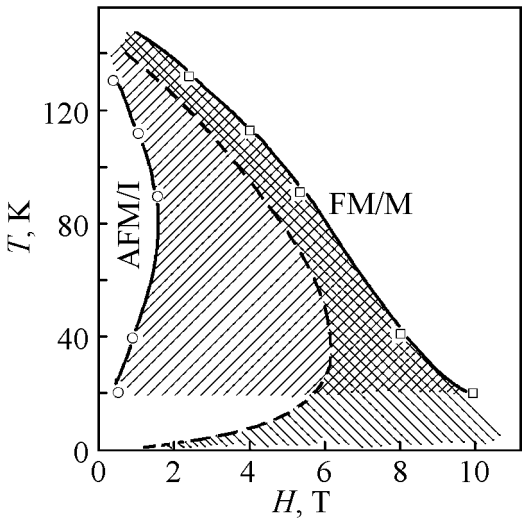

Рис. 2. *T–H*-диаграмма монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ в импульсном поле: штриховая линия – граница фазового перехода FM/M → AFM/I в квазистатическом поле [8]; косая штриховка – критические поля фазового перехода при импульсном перемагничивании (□ – переход AFM/I → FM/M, ○ – FM/M → AFM/I); перекрестная штриховка – при квазистатическом

температурах индуцированный этим полем фазовый переход AFM/I → FM/M занимает время на 6–7 порядков меньшее, чем обратный спонтанный переход FM/M → AFM/I. Такое же соотношение длительности переходов имеет место при разрушении и восстановлении зарядового упорядочения.

Чтобы понять сильную временную асимметрию фазового перехода AFM/I ↔ FM/M и причины существования высокопроводящего состояния образца после снятия магнитного поля при низкотемпературном перемагничивании монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$, авторы выполнили исследования процесса релаксации намагниченности и сопротивления, полагая, что она отражает релаксацию самой решетки.

Предварительные данные о релаксации намагниченности и сопротивления были получены при изучении температурного изменения намагниченности $M(T)$ и удельного сопротивления $\rho(T)$ после воздействия магнитного поля 8(9) T при температуре ~ 10 K. На рис. 3 и 4 приведены соответственно кривые $M(T)$, снятые сразу после сброса поля (кривая *2*) и через 24 h (кривая *1*), и $\rho(T)$ – сразу после сброса поля. Из рис. 3 видно, что кривая *1* демонстрирует поведение, которое хорошо согласуется с известными литературными данными [11]. В то же время зависимости $M(T)$ (рис. 3, кривая *2*) и $\rho(T)$ (рис. 4) в области низких температур демонстрируют восстановление M и ρ к равновесным величинам, характерным для AFM-состояния. Указанные зависимости снимали при достаточно медленном (~ 1 K/min) росте температуры, полагая, что вклад температуры в процесс релаксации при низких температурах будет мал. На вставках рис. 3 и 4 представлены перестроенные по времени зависимости $M(t)$ и $\rho(t)$ в области низких температур, где эти зависимости хорошо описываются экспонентой. Постоянные времени релаксации

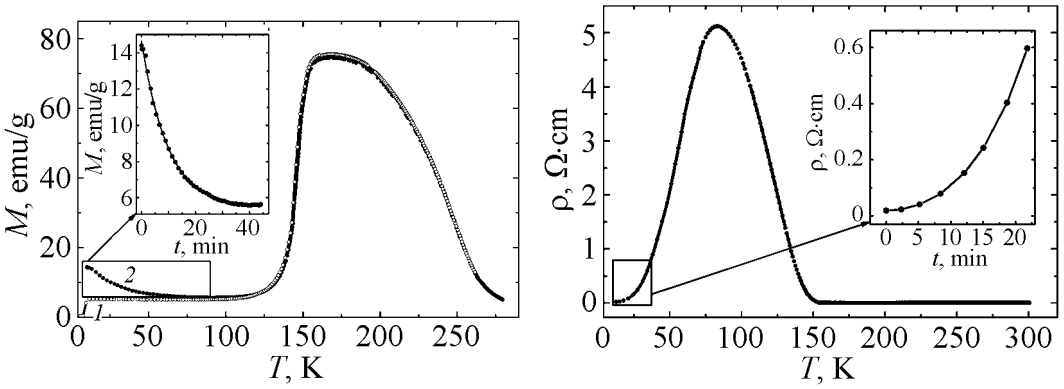

Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ в поле 0.5 T: *1* – через 24 h после сброса поля 8 T; *2* – сразу после сброса поля 8 T до 0.5 T. На вставке – кривая релаксации начального участка зависимости $M(T)$, выделенного прямоугольником ($M = M_0 + M_1\exp(-t/\tau_1)$, τ = 9.7 min)

Рис. 4. Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$. На вставке – кривая релаксации начального участка зависимости $\rho(T)$, выделенного прямоугольником ($\rho = A_1\exp(\tau/t)$, τ = 8 min)

для M и ρ оказались близкими и составили соответственно $\tau_M = 9.7$ min и $\tau_\rho =$ $= 8$ min. Тем не менее, поскольку при этом температура образца поднималась от 10 до 40–50 K, эти характеристики релаксации следует считать приблизительными.

Поэтому нами были проведены прямые исследования релаксации намагниченности. Подобного рода исследований в литературе нам не удалось обнаружить. Эксперимент проводили следующим образом. С целью надежного перевода образца в состояние FM/M его нагревали до температуры ~ 60 K и доводили поле до 9 T. В соответствии с фазовой диаграммой рис. 2 в образце происходил фазовый переход AFM/I → FM/M. Далее, не выключая поля, образец охлаждали до требуемой температуры и сбрасывали поле до измерительного значения 0.5 T. На рис. 5 приведены данные по изменению намагниченности от времени после сброса намагничивающего магнитного поля при температурах 20, 30 и 40 K. Как видим, имеет место релаксация намагниченности образца из металлического FM-состояния (составляющего 100% фазы) к AFM-состоянию типов CE (~ 60%) и A (~ 20%), а также остаточной FM-фазы (~ 20%). Как уже указывалось выше, эти фазы являются равновесными при температурах ниже 150 K.

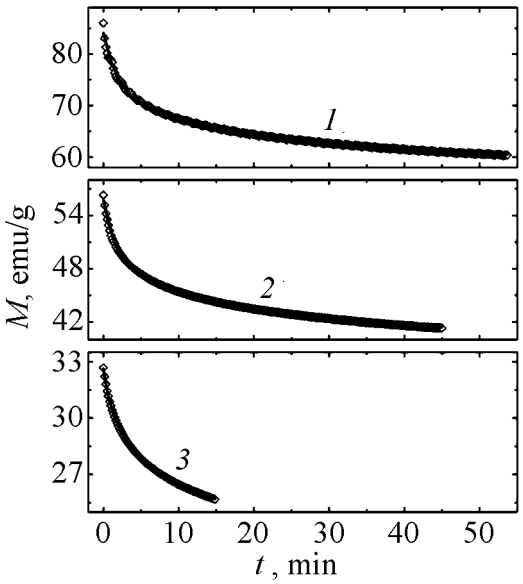

Рис. 5. Кривые релаксации удельной намагниченности $M(t)$ монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ после сброса намагничивающего поля 9 T до 0.5 T при температурах, K: *1* – 20, *2* – 30, *3* – 40. Сплошные кривые – разложение на экспоненты по формуле $M = M_0 + M_1\exp(-t/\tau_1) + M_2\exp(-t/\tau_2)$

Расчет показал, что кривые релаксации хорошо аппроксимируются двумя экспонентами в соответствии с формулой

$$M = M_0 + M_1\exp(-t/\tau_1) + M_2\exp(-t/\tau_2).$$

При этом постоянные времени составили: $\tau_1 = 1.9$ min, $\tau_2 = 20.6$ min для $T =$ $= 20$ K; $\tau_1 = 1.6$ min, $\tau_2 = 17.9$ min для $T = 30$ K; $\tau_1 = 1.2$ min, $\tau_2 = 8.9$ min для $T = 40$ K. Как видим, с ростом температуры релаксация намагниченности ускоряется, и, следовательно, ускоряется релаксация кристаллической решетки. При температурах же ~ 10 K метастабильная FM/M-фаза сохраняется

в течение многих минут, обеспечивая высокопроводящее состояние образца. Упомянутые две экспоненты, по-видимому, относятся к двум AFM-фазам CE- и A-типа, до которых релаксирует решетка кристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ (соответствующая метастабильной FM-фазе) после сброса намагничивающего поля. Причем, видимо, кристалл медленнее релаксирует к фазе CE-типа, а быстрее – к фазе A-типа. Что касается остаточной FM-фазы, то именно в нее преобразуется кристаллическая решетка $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ в сильных магнитных полях, и, следовательно, эта остаточная фаза релаксации не испытывает.

Таким образом, проведенные нами исследования показали, что при температурах порядка 10 K под воздействием магнитного поля переход AFM/I–FM/M происходит в результате перестройки кристаллической решетки монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ за счет магнитострикции. Данный вывод очевиден, поскольку, как показали исследования, выполненные по магнитострикции в [6], между намагниченностью и кристаллической структурой существует тесная связь.

В квазистатическом магнитном поле скорость его изменения, по-видимому, сравнима со скоростью трансформации решетки, и переход AFM/I–FM/M происходит плавно (см. рис. 1). В то же время очевидно в импульсном поле скорость изменения поля заметно превышает скорость преобразования решетки, и поэтому переход AFM/I–FM/M происходит лишь тогда, когда величина поля достигнет уровня, при котором возможно существование только фазы FM/M, что подтверждается резкостью перехода (см. рис. 1, кривая *5*). Напомним, что длительность двуполярного импульса перемагничивания составляет ~ 1.5 ms. Следовательно, величина поля, при которой происходят перестройка кристаллической решетки и переход AFM/I–FM/M с разрушением зарядового упорядочения, достигается через 0.3–0.4 ms. Отсюда можем сделать вывод, что продолжительность самого перехода не превышает 0.3 ms.

При уменьшении поля и переходе в отрицательные значения образец ведет себя как чисто ферромагнитный, проявляя высокое значение магнитного момента, причем особенно это очевидно для эксперимента в импульсном поле (рис. 1, кривая *7*). В квазистатическом поле наблюдается гистерезис, связанный с тем, что образец успевает частично релаксировать к равновесному состоянию и поэтому при повторном намагничивании в положительном или отрицательном поле обнаруживает более низкое значение M. Величина гистерезиса пропорциональна величине поля, до которого намагничивается образец. Это, по-видимому, обусловлено тем, что с увеличением поля все большая часть фазы AFM/I переходит в состояние FM/M.

Свидетельством метастабильности FM/M-состояния может служить результат, представленный на рис. 1, кривая *6*. Как уже отмечалось, эта кривая получена в новом цикле импульсного перемагничивания через 5–10 min после окончания предыдущего цикла. Очевидно, за это время образец успел частично релаксировать к фазе AFM/I, однако часть образца сохранила фазу

FM/M с более низким значением магнитного момента, до которого образец и намагнитился при повторном перемагничивании. В дальнейшем полный переход AFM/I–FM/M происходит при меньшем (~ 8 T) значении импульсного поля. Таким образом, при температурах 10–20 K после сброса намагничивающего поля продолжительность восстановления кристаллической решетки до равновесной фазы AFM/I с соответствующим восстановлением зарядового упорядочения составляет десятки минут. Как видим, это время на 6–7 порядков превышает время перехода в метастабильную фазу FM/M при намагничивании кристалла в полях ~ 10 T.

Следует отметить нестыковку в величинах намагниченности при ее релаксации после воздействия квазистатического (рис. 5, кривая *1*) и импульсного полей (см. рис. 1, кривые *6* и *7*). Причиной нестыковки, очевидно, является то обстоятельство, что в эксперименте с квазистатическим полем даже после сброса намагничивающего поля на образец продолжало действовать измерительное поле 0.5 T. По-видимому, это поле поддерживало неравновесное ферромагнитное состояние образца. В то же время в эксперименте с импульсным полем после окончания первого цикла перемагничивания образец оставался в нулевом поле и, следовательно, успел размагнититься до более низкого значения намагниченности. Однако факт релаксации намагниченности остается, и он, очевидно, связан с трансформацией кристаллической решетки при воздействии и сбросе магнитного поля.

Эксперименты по туннельной спектроскопии на $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ показывают, что щель в плотности состояний при температуре зарядового упорядочения составляет $\Delta_{CO} \sim 300$ meV [5]. Эта щель намного больше, чем энергия зарядового упорядочения ($kT_{CO} \sim 12$ meV) и магнитного поля 9 T (~ 1.8 meV) [6]. Поэтому непонятно, как при такой энергетической шкале поле в несколько тесла может разрушить зарядово-упорядоченное состояние.

По-видимому, существование многофазности, как магнитной, так и структурной, а также индуцирование магнитным полем за счет магнитострикции структурной перестройки с увеличением объема элементарной ячейки позволяют осуществить переход AFM → FM. Этот переход, очевидно, сопровождается разрушением зарядового упорядочения и исчезновением щели в плотности состояний, как это имеет место при спонтанном переходе в FM-состояние при температуре 150 K. После снятия магнитного поля происходит медленная релаксация кристаллической структуры к равновесной, характерной для AFM-фазы. Ясно, что существующая в районе 10 K в течение многих минут неравновесная FM-фаза и дает высокопроводящее состояние образца. Заметим, что при этом магнитный момент образца практически равен нулю, очевидно, вследствие разбиения данной FM-фазы на домены.

3. Выводы

1. Перемагничивание монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ в импульсном поле при низких (18 K) температурах показало, что индуцированный этим полем

фазовый переход AFM/I → FM/M занимает время на 6–7 порядков меньшее, чем время обратного спонтанного фазового перехода FM/M → AFM/I. Такое же соотношение времен реализации имеет место при разрушении и восстановлении зарядового упорядочения.

2. Поскольку энергии магнитного поля 9 T (~ 1.8 meV) далеко не достаточно для реализации перехода AFM/I → FM/M и разрушения зарядового упорядочения (kT_{CO} ~ 12 meV, Δ_{CO} ~ 300 meV), описанный эффект, очевидно, обусловлен индуцированным магнитным полем (за счет магнитострикции) структурным переходом с разрушением зарядового упорядочения и увеличением объема элементарной ячейки до характерного для FM-фазы.

3. Исследование процессов релаксации намагниченности при низких температурах после воздействия магнитного поля до 9 T показало, что релаксационные кривые хорошо аппроксимируются двумя экспонентами с различными постоянными времени. Эти экспоненты можно связать с двумя кристаллическими структурами – моноклинной $p2_1/m$ (соответствующей AFM-фазе CE-типа), и орторомбической I_{mma} (соответствующей AFM-фазе A-типа), к которым релаксирует метастабильная ферромагнитная фаза.

4. Существование при 10 K в течение многих минут неравновесной FM-фазы обусловливает высокопроводящее состояние образца после снятия магнитного поля благодаря медленной релаксации неравновесной FM-фазы (с увеличенным объемом кристаллической решетки) к равновесной AFM-фазе (с кристаллической решеткой меньшего объема).

1. *Э.Л. Нагаев*, УФН **166**, 833 (1996).
2. *Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин*, УФН **171**, 121 (2001).
3. *М.Ю. Каган, К.И. Кугель*, УФН **171**, 577 (2001).
4. *R. Kajimoto, H. Yoshizawa, H. Kawano, H. Kuwahara, Y. Tokura, K. Ohoyama, and M. Ohashi*, Phys. Rev. **B60**, 9506 (1999).
5. *A. Bisvas, A.K. Raychaudhuri, A. Arulraj, C.N.R. Rao*, Appl. Phys. **A66**, S1213 (1998).
6. *R. Mahendiran, M.R. Ibarra, A. Maignan, F. Millang, A.A. Luraj, R. Mahesh, B. Raveau, and C.N.R. Rao*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2191 (1999).
7. *A.M. Balbashov, S.G. Karasbashev, Ya.M. Mukovskii, S.A. Zverkov*, J. Cryst. Growth **167**, 365 (1996).
8. *H. Kuwahara, Y. Tomioka, A. Asamitsu, Y. Moritomo, Y. Tokura*, Science **270**, 961 (1995).
9. *C. Ritter, R. Mahendiran, M.R. Ibarra, L. Morellon, A. Maignan, B. Raveau, and C.N.R. Rao*, Phys. Rev. **B61**, R9229 (2000).
10. *Н.Ф. Momm*, Переходы металл–изолятор, Наука, Москва (1979).
11. *S. Zvyagin, H. Schwenk, B. Lüthi, K.V. Kamenev, G. Balakrishnan, D. McK. Paul, V.I. Kamenev, Yu.G. Pashkevich*, Phys. Rev. **B62**, R6104 (2000).

V.T. Dovgii, A.I. Linnik, V.I. Kamenev, V.Yu. Tarenkov, S.L. Sidorov, B.M. Todris, V.I. Mikhaylov, N.V. Davydeiko, T.A. Linnik, Yu.F. Popov, A.M. Balbashov

PECULIARITIES OF PULSE AND QUASI-STATIC REMAGNETIZATION AND RELAXATION PROPERTIES OF THE $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ SINGLE CRYSTAL

The hysteresis features of reversal magnetisation of the $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ single crystal are investigated at remagnetizing in quasistatic and pulse magnetic field. The relaxation of the magnetization and the resistance after the influence of strong magnetic field are studied too. It is shown that the relaxation curves are approximated by two exponents with the different time constants that are related to the relaxation of metastable ferromagnetic (FM) phase to two different antiferromagnetic (AFM) crystal structures (I_{mma} and $p2_1/m$). At low temperatures (< 150 K), the mechanism of phase transitions: antiferromagnetic insulating ↔ ferromagnetic metallic phases (AFM/I ↔ FM/M) and the existence of a high-conductivity state of the sample after the removing of the magnetizing field is offered. The mechanism is determined by the magnetic field induced structure transition (due to magnetostriction) and slow relaxation of the FM-phase of larger volume to the equilibrium AFM-lattice of smaller volume after removing of the field. It is shown that at pulse remagnetization at the temperature of 18 K, the time of AFM/I → FM/M phase transition is lower by 6–7 orders of magnitude than the time of realization of the FM/M → AFM/I phase transition.

Keywords: manganites, magnetization, resistance, phase transitions, charge and orbital ordering, relaxation

Fig. 1. Field dependences of magnetization $M(H)$ and resistivity $\rho(H)$ (in the inset) of the $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ single crystal at the temperature of 10 K in a quasi-static field (curves *1*–*4*) and at a temperature of 18 K in a pulsed field (curves *5*–*7*): *1*, *2* and *3* represent hysteresis at successive magnetization and demagnetization in the field up to 3, 6 and 8(9) T, respectively; *4* and *5* are the curves of magnetization of the sample of equilibrium (AFM/I) state in quasistatic and pulse field, respectively; *6* is the curve of magnetization of the sample with partially retained non-equilibrium phase FM/M; *7* is the curve of reversal magnetization of the sample under the FM/I → FM/M phase transition

Fig. 2. *T*–*H* diagram of the $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ single crystal in the pulse field: the dashed line is the phase transition boundary AFM/I in the quasi-static field [8]; diagonal hatching marks the critical fields of the phase transition under pulse reversal magnetization (□ marks the AFM/I → → FM/M transition, ○ marks FM/M → AFM/I one); cross-hatching presents the quasistatic one

Fig. 3. Temperature dependences of magnetization $M(T)$ of the $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ single crystal in the field of 0.5 T: *1* – 24 h after removal of 8 T field; *2* – immediately after a decrease in the field from 8 to 0.5 T. The relaxation curve of the initial area of the $M(T)$ dependence is shown in the inset (indicated by a rectangle) ($M = M_0 + M_1\exp(-t/\tau_1)$, $\tau = 9.7$ min)

Fig. 4. Temperature dependence of the resistivity $\rho(T)$ of the $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ single crystal. The relaxation curve of the initial area of the $\rho(T)$ dependence is shown in the inset (selected by a rectangle) ($\rho = A_1\exp(\tau/t)$, $\tau = 8$ min)

Fig. 5. Specific magnetization $M(t)$ relaxation curves of the $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ single crystal after a decrease in the field from 8 to 0.5 T at the temperature, K: *1* – 20, *2* – 30, *3* – 40. Solid curves are the expansion to exponents by expression $M = M_0 + M_1\exp(-t/\tau_1) + M_2\exp(-t/\tau_2)$